Über die Erhöhung der zeitlichen Frequenzkonstanz entdämpfter, elektrischer Schwingkreise durch Anwendung des Shortt-Prinzips

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Johann Wolfgang Goethe-Universität

zu Frankfurt am Main

vorgelegt von

Hans Maurer

aus Frankfurt a. M.

Referent: Prof. Dr. M. Seddig.

Tag der mündlichen Prüfung: 14. Dezember 1936.

1937

Druckerei und Verlag wissenschaftl. Werke Konrad Triltsch, Würzburg

Ziel der Arbeit:

Es wird versucht, den Einfluß der Energiequelle auf die Frequenz des schwingenden Systems dadurch zu vermindern, daß der Schwingkreis während einer k u r z e n Zeit mit dem Antriebssystem verbunden ist und während einer l a n g e n Z e i t f r e i ausschwingen kann.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Die zeitlichen Frequenzänderungen, die schwingfähige Gebilde elektrischer und mechanischer Natur bei der Erzeugung ungedämpfter Wellen erleiden, haben ihre Ursache in den zeitlichen Änderungen des schwingenden Systems selbst und des Energiesystems, mit dem sie zur Deckung der Verluste gekoppelt sind.

Um die Frequenz eines solchen gekoppelten Gebildes auf längere Zeit konstant zu machen, also den Betrag des Quotienten aus der Frequenzänderung und der ursprünglichen Frequenz möglichst klein zu halten, müssen sowohl die Fehler des Oszillators selbst, wie die aus der Kopplung mit dem Antriebssystem herrührenden, in ihrer Größe und in ihrer Wirkzeit beschränkt werden.

Die zeitlichen Änderungen der Elemente eines Oszillators, die für die Ausbildung einer bestimmten Eigenfrequenz maßgebend sind, werden durch temperatur- und alterungsbedingte Einflüsse verursacht. Sorgfältiger Aufbau, Verwendung besonderer Materialien und zusätzliche Kompensationseinrichtungen können die durch diese Faktoren bedingten Fehler dem Betrage nach sehr vermindern. Die Wirkzeit dieser Fehler kann grundsätzlich nicht verringert werden.

Ihr Einfluß auf die Frequenz wird in der Regel übertroffen von dem des Antriebssystems. Bei der Verminderung dieser Einflüsse auf die zeitliche Konstanz können zwei grundsätzlich verschiedene Wege eingeschlagen werden, von denen der eine selten, im elektrischen Fall wohl noch nie, beschritten worden ist.

Zunächst besteht die Möglichkeit ebenso wie bei dem schwingenden System, den Betrag dieser Störungen durch Maßnahmen verschiedenster Art herabzusetzen. Man kann aber auch aus der Erkenntnis heraus, daß die Aufgabe des Antriebssystems keine ‚schwingungsbedingende', sondern eine schwingungserhaltende' ist, die Wirkzeit dieser Störungen herabsetzen.

Der letztere Weg der Verbesserung der Frequenzkonstanz ist bei mechanischen Schwingungssystemen beschritten worden und wird in einem in der Zeitmeßtechnik angewandten Prinzip, dem ‚SHORTT PRINZIP'[1]) verkörpert. In der vorliegenden Arbeit soll nun

untersucht werden, ob eine wesentliche Steigerung der zeitlichen Frequenzkonstanz von Schwingungskreisen, die aus Kapazität und Induktivität bestehen und durch Elektronenröhren entdämpft werden, erreicht werden kann, wenn das Shortt-Prinzip zur Anwendung kommt.

Der englische Physiker Shortt geht von der Annahme aus, daß die Störungen, die die Konstanz der Schwingungsdauer eines Pendels vermindern, ihre Hauptursache in dem Antriebssystem besitzen. Um den Einfluß dieser Störungen zu verringern, läßt er das Pendel nur eine gewisse, zur Erreichung einer festgesetzten Maximalamplitude notwendige Zeit an das schwingungserhaltende System angeschlossen, um dann in der darauffolgenden Zeitperiode ein vollkommen freies Ausschwingen des Pendels zu ermöglichen. Hat das Pendel einen festgesetzten Minimalausschlag erreicht, so wird es für eine gegen die Ausschwingzeit kleine Zeitdauer an das Antriebssystem angeschlossen. Nennt man das Verhältnis Ausschwingzeit zu Anschwingzeit a, dann geht der während der Anschwingzeit entstandene Fehler nur mit dem a-ten Teil in den resultierenden Fehler ein. Dieses Prinzip soll auch auf schwingfähige Gebilde elektrischer Art sinngemäß Anwendung finden.

Ein aus L, C und R bestehender Kreis soll von einer bestimmten Amplitude an während einer möglichst langen Zeit frei und ungehindert ausschwingen und von einer gewissen Mindestamplitude an während einer möglichst kurzen Zeit durch Energieaufnahme anschwingen. Analog dem mechanischen Vorbild ist dann die gesamte zeitliche Frequenzabweichung gleich der Summe der Abweichungen der Einzelvorgänge, die proportional der Zeitdauer der Wirksamkeit des zugehörenden Zustandes eingesetzt werden. Da die Frequenzkonstanz des freischwingenden Kreises größer ist als die des gebunden schwingenden und mit a multipliziert eingesetzt wird, so ist eine wesentliche Verbesserung der resultierenden Frequenzkonstanz zu erwarten.

Bevor nun die Möglichkeit der Übertragung von Prinzipien der mechanischen Zeitmeßtechnik auf rein elektrotechnische Gebilde untersucht und an die Entwicklung von sicher als kompliziert anzusehenden Schaltungen gegangen wird, sei ein Einwand, den man der Züchtung hochentwickelter, abstimmbarer Schwingkreise entgegenstellen könnte, besprochen: Ist die Verwendung und die Weiterentwicklung von Schwingkreissendern für Aufgaben, die große Frequenzkonstanz verlangen, durch den heutigen Stand der Quarzsteuerung als überholt und unangebracht anzusehen?

Die quarzgesteuerten Sender, vornehmlich zu amtlichen Eichungen, im Laboratoriumsgebrauch, in der Zeitmeßtechnik und zur Steuerung bei den Rundfunksendern verwendet, haben alle den Nachteil, daß sie an ihre Grundfrequenz gebunden sind. Auch die ausnutzbaren Harmonischen und der kleine Abstimmbereich, den die Temperaturregelung ermöglicht, täuschen über die Tatsache nicht hinweg, daß zur Überdeckung eines größeren Frequenzbandes eine Unzahl teuerer Quarze nötig ist.

Aber auch die Frequenzkonstanz quarzgesteuerter Anlagen ist, besonders wenn auf die Investierung komplizierter Regeleinrichtungen verzichtet wird, nicht unbegrenzt. Unterscheidet man wieder die Hauptfehlerquellen nach ihrem Ursprung in dem schwingenden System und in der Antriebsquelle, so gehören zu der ersteren Gruppe alle Fehler, die durch Temperatureinflüsse, Alterungserscheinungen und durch die Unsicherheit der Elektrodenzuführungen und der Halterung verursacht werden. Um den Vergleich mit den entsprechenden Daten von L, C und R Kreisen zu ermöglichen, ein Vergleich, der dem ‚gezüchteten' Schwingkreis dank seines Vorteils der Abstimmbarkeit vielleicht doch ein Arbeitsgebiet abgrenzt, seien die einzelnen Koëffizienten kurz angeführt:

Der Temperaturkoëffizient von Schwingquarzen im Folgenden mit T—K abgekürzt, ist im allgemeinen, von Sonderschnitten abgesehen, in der Größenordnung 10^{-5} bis 10^{-6}, wobei unter dem T—K $\Delta f/f$ pro Grad Celsius verstanden wird. Er ist nur in einem kleinen Temperaturbereich konstant und besitzt sein Minimum meist zwischen 30 und 50 Grad Cels. Durch Verwendung von Quarzstäben, deren Querschnitt zu der Länge in einem besonderen Verhältnis steht [2]), sowie durch Anwendung gewisser Schnittrichtungen [3]), kann der T—K auf 10^{-8} in einem Intervall von 2 Grad gesenkt werden. Zahlreiche Patente und Muster versprechen einen T—K von 10^{-6} bis 10^{-7}, indem sie beispielsweise den T—K des Quarzes durch den des Halters zu kompensieren versuchen [4]). Verwendet man bei hochwertigen Quarzen noch besondere Temperaturregelungen, die mit einer Genauigkeit von $^1/_{100}$ Grad eine für den T—K günstige Temperatur konstant halten können, dann kann der T—K bei Quarzen wie später ersichtlich, um eine und mehr Größenordnungen niedriger gehalten werden, als im entsprechenden Falle bei Schwingkreisen.

Der Einfluß der Fassung ist im allgemeinen wesentlich größer als der der Temperatur. 1934 wird für eine Fassung handelsüblicher Form noch eine Genauigkeit von 5×10^{-5} als erreichbar angegeben. Die Anzahl der Patente, die sich mit der Verbesserung der Quarzhalterung

befassen, läßt erkennen, daß eine vollkommene Lösung dieses Problems noch aussteht. Die Unsicherheit der Elektrodenzuführungen, deren Einfluß zahlenmäßig schwer zu erfassen ist, wird durch Versilberung der Elektrodenflächen [5]), Anpressen quecksilbergefüllter Rahmen [6]), eingewachsene Metallgitter (Rochellesalz) [7]) usw. vermindert. Die resultierende Gesamtgenauigkeit $\Delta f/f$ liegt bei normalen Schwingquarzen ohne Regeleinrichtungen zwischen 5×10^{-6} und 3×10^{-5}. Bei Verwendung von Spezialfassungen, feinregulierenden Thermostaten und sorgfältigst aufgetragenen Elektroden werden $\Delta f/f$ von 10^{-8} und in einzelnen Fällen von 10^{-9} erreicht. (Grenze der Genauigkeitsbestimmung.)

Der Einfluß des erregenden Systems auf die Kristallfrequenz ist gering, sofern einige Vorsichtsmaßregeln bei der Ankopplung des Quarzes an die Röhre erfolgen. Spannungsstabilisation und abgeschirmte Zuführungen zum Kristall gehören dazu. Der Einfluß des Anodenkreises kann durch Verwendung von Gegentaktschaltungen [8]), Schaltungen ohne Schwingkreis [9]), vermindert werden. Bei weitestgehender Spannungsstabilisation und sorgfältigem Aufbau kann die Genauigkeit des ganzen Senders unter 1×10^{-8} betragen [10]).

Wie im Folgenden zu beweisen ist, kann die unteren Grenze der Frequenzgenauigkeit der Kristallsteuerung, also 2×10^{-5} etwa [11]), auch mit Anordnungen erreicht werden, die mit aus L und C aufgebauten Schwingkreisen arbeiten. Was dem Schwingkreissender an Genauigkeit der Frequenz abgeht, kann er aber ausgleichen durch seine Beweglichkeit im Übergang zu anderen Frequenzen. Was die Steuerung von Rundfunk- und Gleichwellensendern und vor allem, was die elektrische Zeitmeßtechnik betrifft, so werden diese Gebiete einer einzigen, mit höchster Genauigkeit konstant zu haltenden, Frequenz eine Domäne der Quarzsteuerung bleiben. (Quarzuhr von Scheibe und Adelsberger in der P. T. R. mit einem Gang von 2 msec während eines halben Jahres!) [1]). Was aber beispielsweise Messender betrifft, die über ein großes Frequenzband unter Vermeidung besonderen Apparateaufwandes wie Thermostaten und Stabilisatoren mit geringsten Mitteln auf andere Bereiche umschaltbar sind, betrifft, und an die Anforderungen betreffs der Frequenztreue von größenordnungsmäßig 10^{-6} bis 10^{-5} gestellt werden, so ist das ein Gebiet, das dem ‚gezüchteten' Schwingkreissender gehört. Ein aus Induktivität und Kapazität aufgebauter Schwungradkreis, der vermöge des Shortt'schen Prinzips eine höhere Frequenzkonstanz und größere Unabhängigkeit

von Spannungsschwankungen besitzt, wird nie dem quarzgesteuerten Sender da Konkurrenz machen, wo es auf höchste Frequenzkonstanz, erreichbar mit jedem Aufwand, ankommt. Aber wo es auf Betriebssicherheit, leichte Abstimmbarkeit, geringe Störanfälligkeit und trotzdem noch gute Frequenzkonstanz ankommt, da fängt der Arbeitsbereich des elektrischen Schwingungskreises an.

Von den oben angeführten Eigenschaften des elektrischen Schwingungskreises weist der normale, mit Elektronenröhren entdämpfte L, C und R Kreis nur leichte Abstimmbarkeit und Betriebssicherheit auf. Es ist also Aufgabe des erwähnten Shortt'schen Prinzips dem Schwingkreissender sowohl erhöhte Frequenzkonstanz wie auch eine verminderte Störanfälligkeit zu verleihen. Wie groß die Steigerung der zeitlichen Frequenzkonstanz durch die Anwendung des Shortt-Prinzipes sein wird, hängt von dem Maß der Erfüllung folgender Bedingungen ab:

1. Möglichst große Frequenzkonstanz des freischwingenden Kreises.
2. Möglichst große Frequenzkonstanz des gebunden schwingenden Kreises.
3. Möglichst große Annäherung an den Begriff: Freies Ausschwingen.
4. Keine zusätzlichen Störungen durch den An- und Abschaltevorgang.
5. Keine zusätzlichen Frequenzänderungen durch zu rasches Anschwingen.

Die Untersuchung der Möglichkeit, diese Bedingungen gleichzeitig und vollkommen zu erfüllen, gibt den Gang der Arbeit an:

A) Der Einfluß von Temperatur, Alterung und Luftdruck- und Feuchte auf die Frequenzkonstanz von Schwingkreisen und die Möglichkeiten der Vermeidung oder Kompensation bestehender Einflüsse. Angabe der mit einfachen Mitteln und der mit Aufwand erreichten Genauigkeiten, die zugleich bei den folgenden Betrachtungen ein Maß für die zu erreichende Gesamtgenauigkeit sein werden. (Seite 6.)

B) Der Einfluß des erregenden Systems auf die Frequenz von Schwingkreisen, erregt mit Elektronenröhren in Dynatron- und Rückkopplungsschaltung. (Seite 8.)

C) Eingrenzung der Anfachdauer. (Seite 10.)

D) Möglichkeit der Verbesserung des Verhältnisses a = Ausschwingzeit zu Anschwingzeit durch Entdämpfen während des Ausschwingens. (Seite 20.)

E) Schaltung und Aufbau eines nach den Vorbetrachtungen entworfenen Gerätes. (Seite 22.)

F) Untersuchung der Erfüllung der einzelnen, zum einwandfreien Betrieb erforderlichen Bedingungen mit dem Kathodenstrahloszillographen. (Seite 31.)

G) Untersuchung der Stabilität, Störanfälligkeit und der zeitlichen Konstanz mit einem Quarz-Leuchtresonator. (Seite 42.)

H) Anhang: 1. Ein Weg zur Ermittlung von Schwingkreisverlusten bei Betriebsverhältnissen. (Seite 48.)

2. Schwingungserzeuger mit grader Arbeitskennlinie. (Seite 52.)

A) Temperatur- und Alterungseinflüsse auf Schwingkreisgrößen. Kompensation und Vermeidung.

Der Temperaturkoëffizient der Induktivität (T—K—L), definiert mit $\Delta L/L$ pro Grad Celsius und gültig nur für einen beschränkten Temperaturbereich, beträgt für gewöhnliche Rundfunkspulen $3 \ldots 6 \times 10^{-5}$. Dieser Wert, der schon von den entsprechenden Daten ganzer Kreise unterboten wird, kann erheblich gesenkt werden. Der T—K von Spulen ist im wesentlichen abhängig von den Ausdehnungskoëffizienten des Trägermaterials und des Leiters. Die Wicklungsart kommt erst in zweiter Linie. Rückbleibende Alterung und Wärmeträgheit (Schleife) [12]) sind Kennzeichen normal gewickelter Spulen. Zur Kompensation des T—K sind die mannigfaltigsten Vorschläge gemacht worden, die entweder eine mechanische Korrektur (Bimetall) oder eine Brückenabgleichung mit Heizung durch Brückenstrom vorsehen. Als beste und auch in der Praxis bewährteste Lösung erscheint die Spule mit keramischem Träger und eingebrannter Wicklung. Bei guter Abgleichung des Ganges des Trägermaterials (Ardostan) [12]) werden T—K—L von 7×10^{-6} und weniger erreicht.

Der Temperaturkoëffizient der Kapazität, mit $\Delta C/C$ pro Grad Celsius definiert, ist ebenfalls sehr abhängig von dem Temperaturbereich. Bei der Kompensation bezgl. Verminderung des T—K—C kam es bis vor kurzem darauf an, ob für den betreffenden Verwendungszweck Luftkondensatoren tragbar waren, denn nur solche ließen

sich ohne weiteres mit kleinem T—K—C herstellen. 1933 wurde für den T—K—C etwa 3×10^{-5} angegeben. Da die Veränderungen der Kapazität eine größere Rolle spielen, sei auch die absolute Konstanz angegeben, die beispielsweise für Luftdrehkondensatoren mit 2×10^{-4} verhältnismäßig hoch lag [13]). Für den Einfluß des Luftdruckes auf die Kapazität wurde pro 10 mm Hg Druckdifferenz 7×10^{-5} angegeben [14]). Ebenso wie bei den normalen Spulen soll der T—K—irreversiblen Veränderungen unterworfen sein. Erst durch die Entwicklung der keramischen Stoffe ist auch hier die praktische Lösung der Temperaturunabhängigkeit möglich geworden. Die aus keramischem Material mit elektrolytisch aufgelegten oder eingebrannten Belegen hergestellten Kondensatoren nehmen inbezug auf das Vorzeichen des T—K—C eine Sonderstellung ein. Die unter den verschiedenen Industrienamen bekannten Stoffe wie Condensa, Kerafar, Tempa C etc., besitzen einen negativen T—K—C. Da die T—K—L der Induktivitäten positiv waren, lag der Gedanke nahe, einen Schwingungskreis, bestehend aus einer Kapazität mit negativem T—K und einer Induktivität mit positivem T—K, mit kleinem oder gar verschwindendem T—K, zusammenzustellen. Mit genügender Genauigkeit gilt:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}=\frac{\Delta C}{2C}\pm\frac{\Delta L}{2L}$$

Soll der T—K Null werden, so muß: $-\frac{\Delta C}{C}=\frac{\Delta L}{L}$

werden. Diese Forderung kann nur erfüllt werden, wenn beisp. zwei Kondensatoren verwendet werden und gilt dann nur für die sich ergebende Frequenz. Zunächst sei das Ergebnis dieser Überlegungen an einer Zusammenstellung der Temperatur- und Alterungskoëffizienten kompensierter und nichtkompensierter Kreise gezeigt, die einer Arbeit von L. Rhode [15]) entnommen ist:

Meßobjekt.	λ in m	T-K-F	Alterung
Gew. Kr. m. Drahtsp. u. Luftkond.	340	$+4,1\times10^{-5}$	$+1,4\times10^{-4}$
„ „ „ „ u. keram. „	420	$+2,9\times10^{-5}$	$+0,9\times10^{-4}$
Keram. Sp., Calit, Codensa	320	$-0,5\times10^{-6}$	$+0,8\times10^{-5}$
„ „ „ „	230	$-0,4\times10^{-5}$	$+0,4\times10^{-4}$
„ „ „ „	130	$-0,2\times10^{-5}$	keine
„ „ „ „	12	$+0,9\times10^{-5}$	$+0,2\times10^{-4}$

L. Rhode. Zeitschr. f. techn. Ph. 1934, Bd. 15.

Die angeführten Werte zeigen, wie nahe man bei kompensierten Kreisen den entsprechenden Koëffizienten bei Steuerquarzen gekommen ist. Mit einem kompensierten Schwingkreis dieser Art mit einem T—K von 5×10^{-7} ist es im Laboratorium von L. Rhode gelungen, eine Frequenzkonstanz von 1×10^{-6} zu erreichen bei einer Betriebsdauer von 24 Stunden [15]). Leider sind in der betreffenden Arbeit keine Angaben über die Art der verwendeten Schaltung gemacht worden, doch ist anzunehmen, daß dieses Ergebnis nur mit einem ziemlichen Aufwand an Stabilisatoren und Regelapparaturen ermöglicht wurde.

Die scheinbare Gleichwertigkeit zwischen Steuerquarz und kompensierten Schwingkreis wird wieder zerstört, sobald man den eigentlichen Vorzug des L, C, R-Kreises wahren will; d. h. seine Beweglichkeit im Übergang zu anderen Frequenzen wiederherstellt. Die für kompensierte Kreise angegebenen Werte der Temperatur- und Alterungskoëffizienten gelten nur für die eine Frequenz und sind selbst für diese Frequenz schlechter als die entsprechenden des Quarzes. Für das in der Shortt-Anordnung vorgesehene Schwingsystem ist eine leichte Abstimmbarkeit unerläßlich. Deshalb kann der folgenden Rechnung nur ein wesentlich schlechterer Richtwert für die Frequenzverwerfung zugrunde gelegt werden. Wird beispielsweise ein mit Calan o. Tempa C isolierter Drehkondensator in Verbindung mit einer keramischen Spule mit eingebrannter Wicklung verwendet, so ergibt sich aus:

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \approx {}^1/_2 \text{ T. K. C.} + {}^1/_2 \text{ T. K. L.}$$

ein T—K—f von $1—2 \times 10^{-5}$.

Demnach ist der T—K eines variablen Kreises im günstigen Falle etwa 10 mal größer als der T—K eines nur für eine Frequenz ausgeglichenen Kreises. Der oben genannte T—K—f wird ein Richtwert der weiteren Rechnung sein. Fehler, die unterhalb dieser Grenze liegen, brauchen dann im Versuchsaufbau nicht mit womöglich großem Aufwand beseitigt zu werden.

B) Der Einfluß des erregenden Systems auf die Frequenz des Schwingkreises. Rückkopplungs- und Dynatronschaltung.

Die Frequenzkonstanz sorgfältig aufgebauter Schwingkreise ist beträchtlich höher als die Konstanz, die am Sender festzustellen ist. Im folgenden soll daher untersucht werden, in welcher Weise und in welchem Maße sich der Einfluß des Energiesystems auf die Frequenz

äußert und ob sich dabei Richtlinien oder Eingrenzungen für den Anschwingvorgang bei der Shortt-Schaltung ergeben. Strecker [16]), Edgeworth [17]), Lewellyn [18]), Möller [19]) und Pungs [20]) haben in mehreren Arbeiten die Frequenzverwerfung berechnet, die in den wichtigsten Entdämpferschaltungen auftritt, vor allem in der Dynatron- und in der Rückkopplungsschaltung. Der prinzipielle Unterschied beider Entdämpfungsarten liegt in der Tatsache begründet, daß das Dynatron ein ‚wirklicher negativer Widerstand' ist, während die Rückkopplungsentdämpfung nur in der Wirkung einen negativen Widerstand darstellt, wobei dieses Vorzeichen durch eine Phasenumkehr erzwungen ist. Die Betonung dieses Unterschiedes geschieht im Hinblick auf den Einfluß, den die beiden Entdämpfungsarten auf die Frequenz ausüben. Bei der Entdämpfung durch Phasenumkehr wird auch die Phase eine Frequenzverwerfung hervorrufen, während dies bei der Dynatronschaltung nicht der Fall ist.

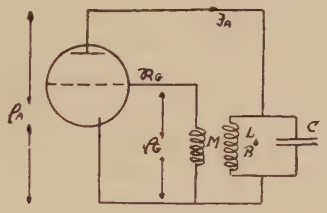


Abbildung 1.

In Abb. 1) sei zunächst angenommen, daß die Kopplung M verlustfrei ist. Die in der Spule L_2 erzeugte Spannung $\mathfrak{E}g = j\omega M J_L$ eilt dem Strom J_L um 90° nach und stimmt mit dem Gitterwechselstrom J_g der Phase nach überein, wenn R_g rein ohmisch ist. Die Belastung durch J_g und die Verlustwiderstände des Schwingkreises bewirken das Auftreten einer Phasenverschiebung φ zwischen J_g und J_a. Dieser Phasenwinkel wird durch Änderung von ω um $\Delta\omega$ selbsttätig aufgehoben. Nach Möller ist eine Frequenzänderung mit dem Dämpfungsdekrement verknüpft durch:

$$\frac{d\omega}{\omega} = {}^1/_2\left[\frac{d}{\pi}\right]^2$$

Sieht man den Gitterstrom J_g als die eine Ursache der Verwerfung an, dann muß zwischen d und J_g eine Beziehung gefunden werden: Es ist wieder: $-\mathfrak{E}_a = (j\omega L + R) J_L - j\omega M J_g$

und: $\mathfrak{E}_g = j\omega M J_L$ Da: $J_g = {}^{\mathfrak{E}_g}/_{R_g}$ ist,

ist: $-\mathfrak{E}_a = j\omega M J_L + R J_L + \frac{\omega^2 M^2}{R_g} J_L$

wenn: R_g der Ersatzwiderstand der Strecke Gitter/Kathode ist.

Das Widerstandsglied R hat sich um den Betrag $\frac{\omega^2 M^2}{R_g}$ erhöht. Demgemäß setzt sich das resultierende d aus einem d_1 und einem d_0 zusammen, wenn unter d_0 $\frac{R\pi}{\omega L}$ und unter d_1 $\frac{\omega\pi M^2}{R_g \cdot L}$ verstanden wird.

Die Frequenzänderung wird dann: $\frac{\Delta\omega}{\omega} = {}^1/_2\left[\frac{(d_0 + d_1)}{\pi}\right]^2$

und hängt in erster Linie von M, $k = M/L$ und R_g ab. Weder M noch k können unter eine gewisse Grenze gebracht werden. Deshalb befassen sich auch die meisten Vorschläge zur Verbesserung mit einer Verminderung von R_g, beispielsweise durch Zwischenschalten eines sehr kleinen Gitterkondensators (Pungs).

Die andere Ursache von Frequenzänderungen ist die falsche Phasenlage der Rückkopplung. Die Phasenbedingungen stationärer Schwingungen erfordern, daß die Phase des über Arbeitskreis und Rückkopplung erregten Anodenstroms gleich der Phase des ursprünglichen ist, also $\Re_k = \frac{\mathfrak{U}\,st}{J_g}$ reell ist. Diese Bedingung hängt von der Konstanz von Durchgriff und Steilheit (Betriebsspannungen) ab. Abhilfe kann entweder durch Spannungsstabilisation oder durch Verwendung von phasenreinen Entdämpferschaltungen geschaffen werden [19]).

Als Hauptursachen von Frequenzänderungen ergeben sich: Auftreten von Gitterströmen und falsche Phasenlage der Rückkopplung. Damit sind für den Anschwingvorgang des Shortt-Prinzips zwei Forderungen gegeben: Möglichst vollkommene Gitterstromfreiheit (auch während des Abklingens) und möglichst phasenreine Rückkopplung.

C) Eingrenzung der Anfachdauer.

Eine weitere Forderung für die Erreichung erhöhter Frequenzkonstanz ergibt sich aus der Größe des Inkrementes während des Anschwingens, eine Forderung, die sich als eine Begrenzung der Anfachdauer und damit des wichtigen Verhältnisses

$$a = \frac{\text{Ausschwingzeit}}{\text{Anschwingzeit}}$$

auswirkt.

In der erweiterten Thomson'schen Formel für die Frequenz einer Parallelschaltung von L und C steht als Korrektionsglied während des Ausschwingens die Dämpfungsziffer und während des Anschwingens die Anfachungsziffer. Für die beiden betrachteten Entdämpferschaltungen sei deshalb für die drei Fälle:

Ungedämpftes Schwingen,
Schwingen mit zunehmender Amplitude,
Schwingen mit abnehmender Amplitude,

die sich einstellende Frequenz errechnet.
Für die Rückkopplungsschaltung (Abb. 1) ergibt sich:

n ist eine allgemeine Winkelgeschwindigkeit der Form $n = \alpha \pm j\omega$

$$\mathfrak{E}_a = JR_i + n J_L \cdot L + J_L \cdot R$$

$$J_a = J_L + J_c \qquad J_c = jnCJ_L \cdot (jnL + R)$$

$$\mathfrak{E}_a = \frac{u_g}{D} = n J_L \cdot M/D; \quad J_a = J_L + jnC\,(jnL + R) \cdot J_L$$

$$n J_L M/D = J_L R_i + n^2 J_L C R_i + JnCRR_i + n J_L \cdot L + J_L \cdot R$$

$$n^2 + \left[\frac{1}{R_i C} + \frac{R}{L} + \frac{M}{DCLR_i}\right] n + \frac{R + R_i}{R_i CL}$$

$$n = -\tfrac{1}{2}\left[\frac{1}{R_i C} + \frac{R}{L} + \frac{M}{DCLR_i}\right] \pm \sqrt{\left[\tfrac{1}{2}\left(\frac{1}{R_i C} + \frac{R}{L} + \frac{M}{DCLR_i}\right)\right]^2 - \frac{R + R_i}{R_i CL}}$$

Die Größen α und ω ergeben sich mit:

$$\alpha = -\tfrac{1}{2}\left(\frac{1}{R_i C} + \frac{R}{L} + \frac{M}{DCLR_i}\right) \qquad \omega = \sqrt{\frac{1}{CL} + \frac{R}{CLR_i} - \alpha^2}$$

In der allgemeinen Winkelgeschwindigkeit $n = \alpha \pm j\omega$ tritt der hyperbolische Anteil als Korrektionsglied in der Kreisfrequenz ω auf. ω ergibt sich für:

$$\alpha = -\frac{R}{2L}$$ Freies Ausschwingen.

$R_i = \infty$

$$\omega^2_{Frei} = \frac{R + R_i}{CLR_i} - \alpha^2 = \frac{1 + \frac{R}{\infty}}{CL} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2$$

$$\underline{\underline{\omega_{Frei} = \sqrt{\frac{1}{CL} - \alpha_0^2}}}$$

$\alpha = o$ Ungedämpfte Schwingung.

$$^1/_2\left(\frac{1}{R_i C} + \frac{R}{L} + \frac{M}{DCLR_i}\right) = 0 \quad \omega^2_{un} = \frac{1 + R/R_i}{CL} - 0 = 1/CL - \frac{R^2}{L^2 + LM/DL}$$

$$R_{i_{un}} = \frac{-M/D - L}{RC}$$

$$\underline{\underline{\omega_{un} = \sqrt{1/CL - \alpha_0^2 \times \frac{4}{M/DL + 1}}}}$$

$\alpha = + a \cdot \frac{R}{2L}$ Anschwingen mit dem a-fachen Dekrement.

$$a \cdot \frac{R}{2L} = -^1/_2\left[\frac{R}{L} + \frac{1}{R_i C} + \frac{M}{DCLR_i}\right]$$

$$R_{i_{an}} = -\frac{L + M/D}{RC(a+1)} = \frac{R_{i_{un}}}{(a+1)} \qquad \omega^2_{an} = \frac{1}{CL} - a^2\frac{R^2}{4L^2} \quad \frac{R^2}{4L^2} \cdot \frac{4(a+1)}{M/DL + 1}$$

$$\underline{\underline{\omega_{an} = \sqrt{1/CL - a^2\alpha_0^2 - \alpha_0^2 \cdot \frac{4(a+1)}{M/DL + 1}}}}$$

Da der Exponent von e während des Anschwingens als konstant angesehen wird, bezieht sich der Ausdruck für ω nur auf das Anklingen im gradlinigen Teil der Kennlinie, in dem D und R_i als konstant anzusehen sind. Die im Rahmen eines periodischen An- und Abschwingvorganges interessierenden Kreisfrequenzen zeigen einen Frequenzunterschied, der nach einer bestimmten Funktion mit a wächst. Soll dieser Unterschied unter einem Richtwert bleiben, so muß a ein-

gegrenzt werden. Aus den Schwingkreisdaten und dem im gradlinigen Teil der Kennlinie bekannten R_i kann a ermittelt werden.

Für die Dynatronschaltung gelten folgende Beziehungen (Abb. 2):

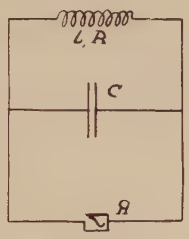


Abbildung 2.

Der Kondensator C habe eine negative Leitfähigkeit $\frac{1}{я}$ die bei grader Kennlinie als konstant anzusehen ist. Es wird:

Die Impedanz: $\mathfrak{Z} = \frac{1}{1/я + nC} + nL + R = o$

$$n^2 + \left[\frac{1}{C я} + \frac{R}{L}\right] n + \frac{R + я}{LC я} = o$$

$$n = -\,1/2 \left[\frac{1}{C я} + \frac{R}{L}\right] \pm \sqrt{\frac{R + я}{LC я} - \left[\frac{1}{2C я} + \frac{R}{2L}\right]^2}$$

Die Größen α und ω ergeben sich zu:

$$\alpha = -\,1/2 \left(\frac{1}{C я} + \frac{R}{L}\right) \qquad \omega = \sqrt{\frac{1}{CL} + \frac{R}{CL я} - \alpha^2}$$

$$\alpha = -\frac{R}{2L}$$ Freies Ausschwingen.

$я = \infty$

$$\omega^2_{Frei} = \frac{1}{CL} - \left[\frac{R}{2L}\right]^2$$

$$\omega_{Frei} = \sqrt{\frac{1}{CL} - \alpha_0^2}$$

$\alpha = o$ Ungedämpfte Schwingung.

$$+\frac{R}{L} = -\frac{1}{C я} \qquad \omega^2_{un} = \frac{1}{CL} - \frac{RCR}{CLL} - 0$$

$$\text{я}_{un} = -\frac{L}{CR} \qquad \omega_{un} = \sqrt{\frac{1}{CL} - 4\alpha_0^2}$$

$\alpha = +a \cdot \frac{R}{2L}$ Anschwingen mit dem a-fachen Dekrement.

$$+a \cdot \frac{R}{2L} = -\tfrac{1}{2}\left[\frac{1}{C\,\text{я}} + \frac{R}{L}\right] \qquad \omega^2_{an} = \frac{1}{CL} - \frac{R^2}{L^2}(a+1) - a^2\frac{R^2}{4L^2}$$

$$\text{я}_{an} = -\frac{L}{CR(a+1)} = \frac{\text{я}_{un}}{(a+1)}$$

$$\omega_{an} = \sqrt{\frac{1}{CL} - 4\alpha^2{}_0(a+1) - a^2\alpha_0^2}$$

Die für die Shortt-Anordnung interessierenden Werte für ω_{frei} und ω_{an} seien nochmals zusammengestellt:

$$\omega_0 = \sqrt{1/CL}$$

Rückkopplungsschaltung Dynatronschaltung

Freies Ausschwingen

$$\omega_{Frei} = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha_0^2} \qquad \omega_{Frei} = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha_0^2}$$

Anschwingen mit $a \times \frac{R}{2L}$

$$\omega_{an} = \sqrt{\omega_0^2 - 4\alpha_0^2\left[(a+1)\cdot\frac{1}{M/DL-1} + \tfrac{1}{4}a^2\right]}$$

$$\omega_{an} = \sqrt{\omega_0^2 - 4\alpha_0^2(a+1+\tfrac{1}{4}a^2)}$$

Die Frequenzänderung, die ein freischwingender Kreis bei der Anfachung erleidet, sei definiert durch:

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\omega_{Frei} - \omega_{an}}{\omega_{Frei}}$$

Nach Einsetzen der erhaltenen Werte, wobei für die Rückkopplungsschaltung statt:

$$\text{я}, R_i \times \frac{1}{M/DL-1}$$

zu setzen ist, ergibt sich:

$$\omega_{Frei} \approx \omega_0 \left(1 - \frac{\alpha_0^2}{2\omega_0^2}\right)$$

$$\omega_{an} \approx \omega_0 \left[1 - \frac{\alpha_0^2}{2\omega_0^2}(4a + 4 + a^2)\right]$$

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\omega_0\left(1 - \frac{\alpha_0^2}{2\omega_0^2}\right) - \omega_0\left[1 - \frac{\alpha_0^2}{2\omega_0^2}(a+2)^2\right]}{\omega_0\left(1 - \frac{\alpha_0^2}{2\omega_0^2}\right)}$$

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\alpha_0^2[(a+2)^2 - 1]}{2\omega_0^2 - \alpha_0^2} \qquad (1)$$

Die sich ergebende Frequenzänderung ist proportional der Dämpfung und dem Faktor a. Da eine gewisse natürliche Dämpfung des Kreises gegeben ist, kann $\frac{\Delta f}{f}$ nur durch Eingrenzung von a verbessert werden.

Bevor auf Grund der Gleichung (1) das Verhältnis a für einen gegebenen Richtwert von $\frac{\Delta f}{f}$ bestimmt wird, sei der naheliegende Gedanke besprochen, den Korrektionsfehler eines sehr großen a für eine entsprechend kurze Zeit in Kauf zu nehmen und dafür den Vorteil einer größeren Unabhängigkeit vom Energiesystem zu gewinnen. Eine Begrenzung der Anfachung auf den gradlinigen Teil wäre dann nicht erforderlich, da für wachsendes a das Korrektionsglied immer kleiner wird. Wie die Untersuchungen von B. van der Pool [21]) gezeigt haben, nähert sich mit wachsender Anfachung die Sinusform der Schwingungen einer Kippschwingform und auch die Frequenz gleicht sich der eines Einspeichersystemes an.

Von der Differentialgleichung eines schwingfähigen Systems der Form:

$$\ddot{X} + 2\alpha\dot{X} + \omega^2 X = 0$$

ausgehend, in der X die schwingende Größe, α und ω Dämpfung und Kreisfrequenz darstellen, läßt v. d. Pool die Entdämpfung eine Funktion der Amplitude werden und setzt für:

$$X, v \cdot \sqrt{\frac{2\alpha}{3\gamma}} \qquad \text{und für: } t,\ \omega t = t'$$

Man erhält die bekannte Gleichung:

$$\ddot{v} - \varepsilon \cdot (1 - v^2)\dot{v} + v = 0 \qquad \text{worin: } \varepsilon = \frac{2\alpha}{\omega} = \frac{R\sqrt{LC}}{L}$$

ist.

Der Wert von ε je nachdem er $\lessgtr$ 1 ist, gibt an, ob der Endwert der Schwingung in einer oder in mehreren Perioden erreicht wird.

Für verschiedene Werte von ε hat v. d. Pool die entsprechende Schwingungsform konstruiert und eine gute Übereinstimmung mit den Formen gefunden, die man als entartete Sinusschwingungen an bestimmten Röhrenschaltungen beobachtet hat. (Überspannter Betrieb bei Röhrensendern, Einspeichersysteme, Multivibrateur v. Abraham und Bloch). Wie aus Abb. 3) ersichtlich ist, zeigen die Kurven bis etwa

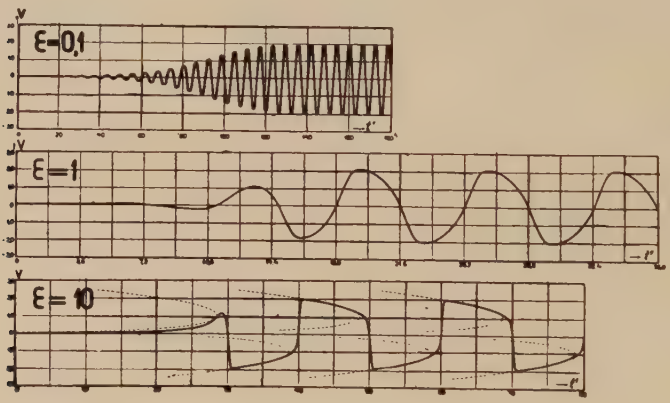


Abbildung 3.

$\varepsilon \leqq 1$ eine gute Sinusform, die bei höheren Werten von ε verlassen wird. Dies äußert sich besonders in dem asymptotischen Nähern der Amplitude an ihren Endwert, der nahezu in einer Periode erreicht wird. Eine größere Anzahl Harmonischer mit beträchtlichen Amplituden ist darin enthalten. Die Frequenz f berechnet sich zu:

$$f = \frac{2R}{2L\omega^2} = \frac{2RLC}{2L} = \underline{\underline{RC}} \qquad \text{wenn für } t', t \text{ eingesetzt wird.}$$

(Daher der Name: Relaxationsschwingungen.)
Rechnet man an einem Beispiel, das gebräuchliche Daten der Schwing-

elemente und der Anfachung enthält, Werte von ε aus, so ist die Gefahr einer Annäherung an Relaxationsschwingungen durchaus gegeben. Für eine Frequenz von 10 kHz und eine Dämpfungsziffer von 5×10^3 stellt sich ein ε ein, das den 2π-ten Teil der Anfachung beträgt. Das bedeutet für eine mittlere Anfachung von 20 × der Dämpfung ein ε von rund 3, 2. Schon aus diesem Grunde kann das Verhältnis von Anfachung zu Dämpfung nicht beliebig groß gewählt werden, was im Interesse der Unabhängigkeit von dem entdämpfenden System wünschenswert wäre.

Es erhebt sich nun die Frage, wie groß das Verhältnis a für ein Minimum der bei dem Anfachvorgang entstehenden Frequenzverwerfung sein darf. Für die folgende Rechnung sei zunächst angenommen, daß im Anfachvorgang nur die durch das Inkrement verursachte Frequenzverwerfung besteht. Durch die Wirkung des Shortt-Prinzips wird diese Änderung der Frequenz auf den a-ten Teil reduziert, bezogen auf die Gesamtgenauigkeit $\left[\frac{\Delta f}{f}\right]_{\text{Gesamt}}$. Es wird also:

$$\left[\frac{\Delta f}{f}\right]_{\text{Ges}} = \left[\frac{\Delta f}{f}\right]_{\text{Frei}} + \left[\frac{\Delta f}{f}\right]_{\text{Gebunden}} \times \frac{1}{a}$$

Mit wachsendem a müßte dieser Ausdruck sich der Konstanz des freischwingenden Kreises selbst nähern. Wie aus Gleichung (1) hervorgeht, ist

$$\left[\frac{\Delta f}{f}\right]_{\text{Geb.}} = \frac{\alpha_0^2}{2\omega_0 - \alpha_0^2} \cdot \left[(a+2)^2 - 1\right] = \varphi_0$$

selbst eine Funktion von a. Da φ_0 differentierbar ist, so kann aus der Gleichung:

$$\left[\frac{\Delta f}{f}\right]_{\text{Geb.}} \times {}^1/a = \frac{\alpha_0^2}{2\omega_0^2 - \alpha_0^2} \cdot \frac{(a+2)^2 - 1}{a} \qquad (2)$$

a_{min} errechnet werden:

$${}^1/a\left[\frac{\Delta f}{f}\right]_{\text{Geb}} = \varphi(a) = B \cdot \left(\frac{(a+2)^2 - 1}{a}\right) \qquad B = \frac{\alpha_0^2}{2\omega_0^2 - \alpha_0^2} \approx \frac{\alpha_0^2}{2\omega_0^2}$$

$$\varphi'(a) = B \cdot (1 - {}^3/a^2) = o$$

$$\underline{\underline{a_{min} = \pm\sqrt{3}}}$$

Unter der Voraussetzung, daß die Frequenz während des Anfachens konstant bleibt, wird die Gesamtverwerfung des gekop-

pelten Gebildes dann ein Minimum, wenn die Ausschwingungszeit 1,732mal so groß gewählt wird, wie die Anfachzeit.

Im Interesse des Shortt'schen Prinzips, das vor allem einen möglichst geringen Einfluß des nicht besonders stabilisierten Entdämpfersystems bezweckt, muß a wesentlich größer sein.

Wie aus der Vorbetrachtung (A) über die Frequenzkonstanz elektrischer Schwingungskreise hervorgeht, braucht die von der Anfachung herrührende Verwerfung nur unter einem gewissen, in dem genannten Abschnitt für einen variablen Kreis ermittelten Richtwert zu bleiben. Der Verlauf der Funktion: (Abb. 4):

$$\varphi = \frac{(a+2)^2 - 1}{a} \cdot B$$

lehrt, daß nach dem Minimum der Wert von φ für wachsendes a langsamer ansteigt, als für kleiner werdende Werte.

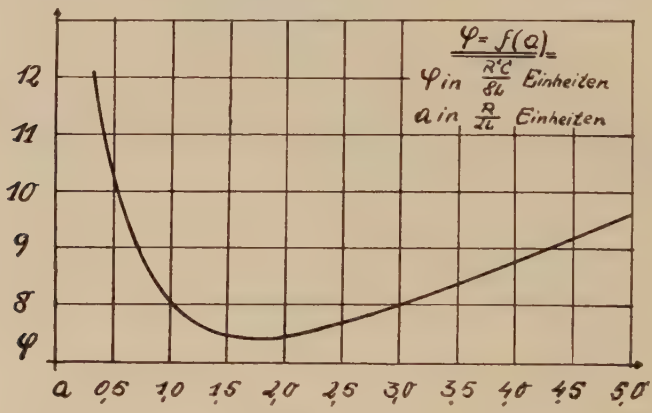


Abbildung 4.

Trägt man auf der Abszisse verschiedene Werte von a und auf der Ordinate die zugehörigen Werte von φ ab, so kann man, nach Einsetzen der Werte für α und ω für jeden Richtwert eines gegebenen Schwingungskreises das Verhältnis a finden, das neben größter Unabhängigkeit von dem Entdämpfer die beste Frequenzkonstanz aufweist. Für die Daten eines zu den späteren Versuchen verwendeten Kreises sei der für einen Richtwert von $1—2\times10^{-5}$ (Seite 11) maßgebliche Teil der Kurve in Abb. 5) herausgezeichnet. Es ist:

$$\left[\frac{\Delta f}{f}\right]_{min} \times \frac{1}{a} = \frac{\alpha_0^2}{2\omega_0^2} \times \frac{(\sqrt{3}+2)^2-1}{\sqrt{3}} = \frac{R^2C}{8L} \cdot 7{,}45 = \frac{R^2C}{L} \times 0{,}93$$

$C = 1{,}7\,pF \qquad R = 1\,\Omega$

$L = 1{,}2 \cdot mH \qquad f = \sim 110\,kHz$

$$\frac{R^2C}{8L} \times \frac{(a+2)^2-1}{a} = 1{,}77 \times 10^{-7} \cdot \frac{(a+2^2)-1}{a}$$

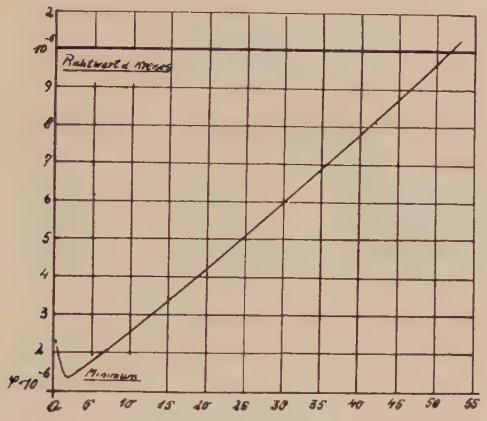


Abbildung 5.

Die Funktion wird für $a >> 1$ in erster Annäherung linear. Für die Daten des verwendeten Kreises wird der Richtwert der Frequenzkonstanz bei einem a von etwa 50 erreicht. Soll die Frequenzverwerfung des Anfachvorganges die Hälfte der durch Temperatur- und Alterungseinflüsse verursachten Frequenzänderungen betragen, so ist in dem vorliegenden Beispiel das Verhältnis von Anschwing- zu Ausschwingzeit 1 : 25. Das bedeutet, daß die Wirkzeit aller Störungen, die ihren Ursprung im Antriebssystem nehmen, auf den 25ten Teil herabgesetzt worden ist.

Die damit erreichte Unempfindlichkeit der einmal eingestellten Frequenz gegen Spannungsschwankungen der Entdämpfung ist für normale Verhältnisse ausreichend. Die der Berechnung zugrunde gelegten Größen der Schwingkreiselemente können mit Spulen und Kondensatoren erreicht werden, die in der Rundfunktechnik verwendet werden. Für den vorliegenden Fall müßte für ein $\varepsilon = \frac{2\alpha}{\omega} = 1$ a etwa 1000

sein. Eine Verschlechterung der Kurvenform für den Anstiegvorgang bei einem $a = 25$ ist nicht zu erwarten.

D) Möglichkeit der Verbesserung des Verhältnisses a durch Entdämpfen während des Ausschwingens.

Aus Gleichung (3)

$$\frac{1}{a}\left[\frac{\Delta f}{f}\right] = \frac{R^2 C}{L} \times D \,(a = 25) \qquad (3)$$

geht hervor, daß $^1/a \times \frac{\Delta f}{f}$ von der Größe von L, C, R, abhängt. Offenbar kann durch Verkleinerung des Verlustwiderstandes R erreicht werden, daß entweder $\frac{\Delta f}{f}$ kleiner oder a größer wird, je nachdem, ob größere Konstanz oder geringere Störanfälligkeit verlangt wird. Man kann annehmen, daß der Verlustwiderstand der Spule bei 1 mH auf $^1/_3$ Ohm vermindert werden kann. Das würde die Konstanz wegen der quadratischen Abhängigkeit (Gleichung 3) um rund eine Größenordnung verbessern. Ein Schwingkreis, der mit diesem Verlust behaftet ist, würde bei einer Grundfrequenz von 100 000 Hz etwa 500 Schwingungen ausführen, bis er die Hälfte seiner Anfangsamplitude erreicht hat. Bedenkt man, daß in verdünntem Wasserstoff schwingende Pendel, wie sie für Shortt-Anordnungen verwendet werden, nach 60 Stunden, also nach 216 000 Perioden bei 1 Hertz, den halben Wert des Erstausschlags erreichen, so entspricht das einem Verlustwiderstand von etwa $0{,}7 \times 10^{-3}$ Ohm, umgerechnet auf die Größen und auf die Frequenz des angegebenen Schwingkreises. Der elektrische Kreis erreicht auch nicht annähernd die Güte des Präzisionspendels. Das günstige Auswirken eines kleinen Dämpfungswiderstandes läßt an die Möglichkeit einer künstlichen Herabsetzung des Betrages von R denken. Statt das Energiesystem während der Periode freien Ausschwingens vollkommen abzuschalten, wird lediglich die zugeführte Energie unterhalb der Selbsterregung gehalten, sodaß die Dämpfung des Kreises nicht aufgehoben sondern weitgehend verringert erscheint. Der Verlauf der Funktion: $\alpha = f(я)$ (Abb. 6) läßt erkennen, daß die geringe Steilheit in der Nähe der Selbsterregung einer beliebigen Verminderung des Verlustes eine Grenze setzt. Kleine Schwankungen von $я$ können die Selbsterregung einleiten und unstabile Verhältnisse verursachen.

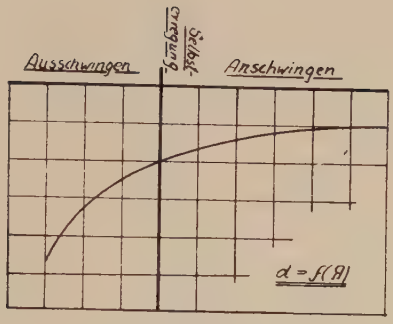


Abbildung 6.

Wie Versuche in dieser Richtung ergaben (Seite 45), lassen sich Verlustwiderstände von wenigen Tausendstel Ohm erreichen. Die überaus geringe Dämpfung des mechanischen Vorbildes wird damit in der Größenordnung auch im elektrischen Falle verwirklicht. Mit der Entdämpfung während des Ausschwingens geht der eigentliche Charakter einer Shortt-Anordnung verloren. Der Kreis schwingt nicht vollkommen frei aus, sondern ist dauernd mit dem Energiesystem verbunden und den Störungen, wenn auch in geringerer Weise, ausgeliefert.

Ein vollkommeneres Analogon zu dem in verdünntem Wasserstoff schwingenden Pendel wäre ein elektrischer Schwingungskreis, dessen Dämpfung durch eine Außentemperatur von etwa —180 — 250 Grad auf Bruchteile des für Zimmertemperatur geltenden Wertes gebracht würde. Bei den geringen magnetischen Feldern, um die es sich hierbei handeln würde, wäre die dadurch verursachte Widerstandserhöhung zu vernachlässigen. In Anbetracht des Zieles der Anordnung, deren Konstanz bei normalen Widerstandswerten ausreicht und der Tatsache, daß auch das Verhalten (Temperatureinfluß und Alterung) der Schwingkreiselemente bei diesen Temperaturen nicht bekannt ist, wurde von dieser Möglichkeit zunächst kein Gebrauch gemacht.

Die Vorbetrachtungen zusammenfassend, kann gesagt werden, daß bei Einhaltung gewisser Bedingungen, die Dimensionen und Art des Aufbaus betreffen, eine wesentliche, im Vorstehenden abgeschätzte Verbesserung der Frequenzkonstanz entdämpfter Schwingkreise zu erwarten ist, wenn das der Zeitmeßtechnik entnommene Prinzip von SHORTT sinngemäß angewandt

wird. Der Einfluß von Schwankungen aller Art im Antriebssystem wird im Verhältnis 1:a vermindert.

E) Schaltung und Aufbau eines nach den Vorbetrachtungen entworfenen Gerätes.

Um einen besseren Überblick zu gewinnen, sei die Arbeitsweise des mechanischen Vorbildes kurz dargestellt. In der ersten Anordnung des Physikers Shortt schwingt ein Hauptpendel (Abb. 7) 29 sec frei aus und erhält in der dreißigsten jedesmal einen Impuls durch einen fallenden Hebel mit Rolle, der über eine am Pendel befestigte, geneigte Ebene heruntergleitet, nachdem eine Arbeitsuhr diesen Vorgang elektromagnetisch ausgelöst hat [22]).

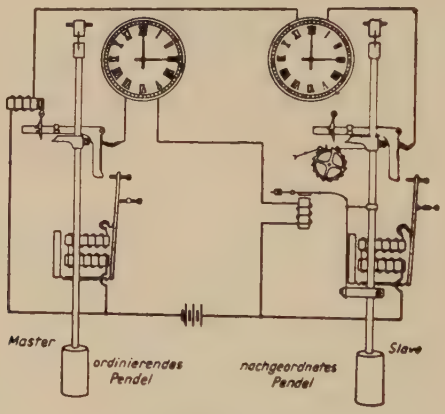


Abbildung 7.

Um ein möglichst einwandfreies Ausschwingen zu erzielen, läßt Shortt alle Schaltleistungen von einer getrennten Uhr übernehmen. Diese Arbeitsuhr ist mit der Hauptuhr synchronisiert und betätigt auch das Zählrad. Der auf den Pendel übertragene Impuls ist dabei um so größer, je langsamer der Pendel durch die Nullage schwingt, sodaß eine gewisse Amplitudenkontrolle ausgeübt wird. Zur Erzielung hoher Ganggenauigkeit ist wegen der bekannten Beziehung:

$$T = 2\pi \cdot \sqrt{{}^{l}/_{g}\,(1 + {}^{1}/_{4}\sin^{2}{}^{\alpha}/_{4} + {}^{9}/_{64}\sin^{4}{}^{\alpha}/_{4} + \ldots)}$$

eine fortlaufende Registrierung der Amplitude erforderlich. Das Anstoßen des Pendels sowohl wie überhaupt die gesamte Anlage ist von Schuler[23]) verbessert worden. Schuler verwendet sein von Längenänderungen ziemlich unabhängiges Pendel, dessen Synchronisierung mit der Arbeitsuhr nicht über mechanische Kontakte, sondern durch einen abtastenden Lichtstrahl über Photozelle und Verstärker zu dem Erregermagneten des Arbeitspendels geschieht.

Bei der Übertragung des Prinzips auf den elektrischen Schwingungskreis können taktgebendes und nachgeordnetes System vereint werden, da eine praktisch leistungslose Steuerung mit Elektronenröhren leicht möglich ist. Abb. 8) zeigt das Aufbauschema des elektrischen und mechanischen Shortt-Pendels. Bis auf das Kippgerät sind nur Elemente der gebräuchlichen Empfängertechnik verwendet.

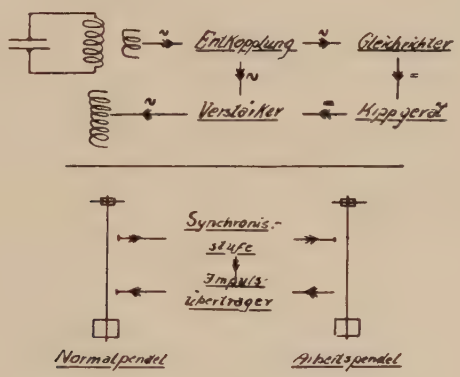


Abbildung 8.

Eine gitterstromfreie Entkopplungsstufe, die im Falle einer Rückkopplungsentdämpfung auch die Phase reguliert, eine Stufe zur Lieferung der Regelspannung, ähnlich wie sie zur Fadingregulierung gebräuchlich sind, ein Verstärker üblicher Bauart und der Normalkreis.

Für die Aufgabe des Umschaltens wurde die unter dem Namen ‚Kallirotron' bekannte Kippeinrichtung von Turner[24]) gewählt. Von der Leistung dieses Kippgerätes hängt für das einwandfreie Arbeiten der Gesamtapparatur viel ab. Kleine Zeitkonstante und rechteckige Spannungskurve sind für ein exaktes Schalten und für gleichbleibende Verhältnisse bei Frequenzwechsel des Normalkreises unerläßlich. Der Vorteil der Turner'schen Anordnung besteht in dem Fehlen größerer Kapazitäten (nur die der Röhren) und in dem gerin-

gen Aufwand. Zur Erzielung rechteckiger Spannungskurven müssen die verwendeten Röhren eine Steilheit von 2—3 mS aufweisen. In Abb. 9 sei die von Turner angegebene Grundschaltung dargestellt, die in den meisten der folgenden Schaltbilder ohne Abänderung zu erkennen ist. Prinzipiell kann die zweite Röhre auch als Schwingungserzeuger geschaltet sein. (Dynatron.)

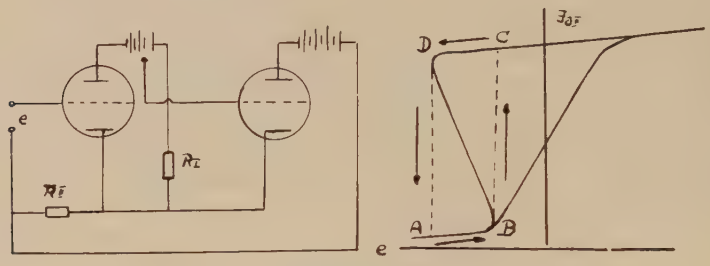


Abbildung 9.

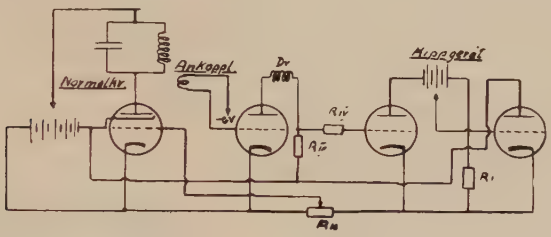
Die durch die Anodenwiderstände und Röhrenkapazitäten bestimmte Zeitkonstante beträgt größenordnungsmäßig je nach Aufbau 10^{-4} bis 10^{-6}. Eine Verzögerung in dieser Größenordnung spielt für das An- und Abschalten keine Rolle.

Das Zustandekommen der labilen Kennlinienteile (Abb. 9) des Kallirotrons ist bekannt. Wird an die Eingangsklemmen e eine zwischen zwei Extremwerten schwankende Spannung gelegt, so kippt der Anodenstrom der zweiten Röhre zwischen den Punkten B . . C bezgl. D . . A der Kennlinie $f(J_{a2}, E_{g1})$. Die von J_{a2} herrührenden Spannungsabfälle in R_2 können als Sperr- und als Arbeitsgittervorspannung der Schwingröhre verwendet werden. Bei geeigneter Wahl der Betriebsspannungen kann der Abfall zwischen D und C vermieden werden. Ein Nachlassen der Sperrspannung von beispw. 90 auf 70 Volt ist unerheblich.

Die Abb. 10 und 11 zeigen die sinngemäße Zusammenschaltung der einzelnen Elemente zu dem Gesamtschema einer Entdämpfung nach dem Shortt-Prinzip sowohl für den Fall der Rückkopplung wie für den der Dynatronentdämpfung.
Zunächst sei die Rückkopplungsschaltung besprochen:

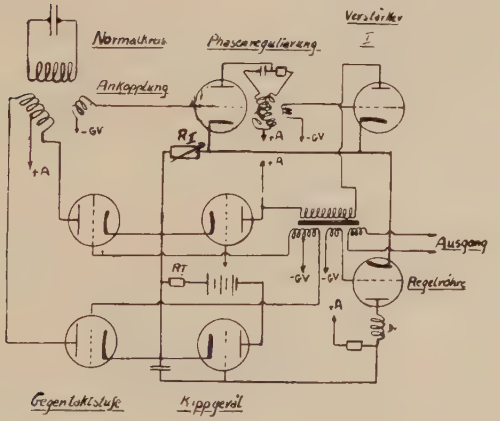
Die Ankopplungsröhre, die weit im negativen Teil der Charakteristik arbeitet (gitterstromfrei), leitet nach einer im Anodenkreis vorgenomemnen Phaseneinstellung (Kreuzspulvariometer in 90°-Schaltung) die Schwingkreisfrequenz einem ersten Verstärker zu. (Ampli-

tudenverhältnis von 1 : 10 bis 1 : 30.) Der im Anodenkreis dieser Röhre liegende Transformator trägt auf der Sekundärseite mehrere Wicklungen. Von ihm erhält die Regelröhre (Anodengleichrichtung) ihre Wechselspannung. Die an dem Widerstand R_3 erscheinende Spannung steuert das Kippgerät, das seinerseits mit dem an R_2 auftretenden Spannungsabfall die Gegentaktstufe periodisch sperrt und arbeiten läßt. Die Kippgrenzen werden durch R_1 in weitem Maß veränderlich. Von einer Gegentaktwicklung der Sekundärseite des Transformators erhält die Leistungsstufe ihre Gitterwechselspannung. An



Shortt-Anordnung in Dynatronsch.

Abbildung 10.



Shortt-Anordnung in Rückkopplschaltung

Abbildung 11.

dem gleichen Transformator befindet sich auch die Wicklung für die Demodulationsstufe. Die im Anodenkreis des Gegentaktverstärkers liegende Kopplungsspule facht den Normalkreis an. Die reichliche Dimensionierung des Endverstärkers erlaubt eine überaus schnelle Anfachung des Kreises, die bis zum Hundertfachen des Dämpfungsdekrementes betragen kann. Die Shortt-Entdämpfung in der Dynatronschaltung ist wesentlich einfacher, ohne allerdings die Anfachleistung der Rückkopplungsschaltung zu erreichen. Der Normalkreis liegt in der Anodenleitung einer als Dynatron arbeitenden Schirmgitterröhre. Die Ankopplungsstufe arbeitet in Anodengleichrichtung und steuert durch den Spannungsabfall an R_3 das Kallirotron. Das Steuergitter der Schwingröhre erhält dann einen regelbaren Teil der an R_2 auftretenden Kippspannungen und ändert den negativen Widerstand der Röhre sprunghaft von $-\infty$ zu dem Anfachungswert. Für höhere Genauigkeitsansprüche (diese Schaltung ist wegen des Fehlens einer Phasenregulierung besonders geeignet) müssen Ankopplung und die Erzeugung der Regelspannung in zwei Röhren vorgenommen werden. Eine Entdämpfung während des Ausschwingens kann durch Abgreifen einer geeigneten Gittervorspannung an R_2, eventuell durch Kompensation mit einer kleinen Hilfsspannung eingestellt werden. Abb. 12.

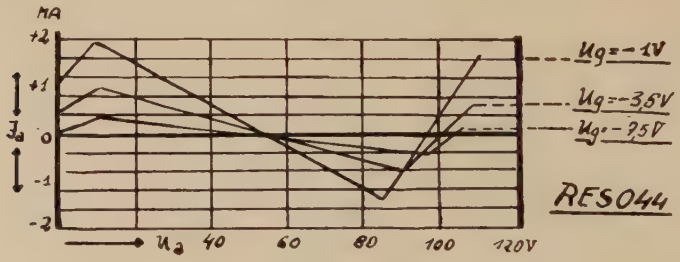


Abbildung 12.

läßt erkennen, daß durch Einstellen der Gittervorspannung im Bereich von —1 Volt bis —7,5 Volt eine Änderung von π von —22 KΩ bis —120 KΩ erreicht wird.

F) Untersuchung der zum einwandfreien Betrieb erforderlichen Bedingungen mit dem Kathodenstrahloszillographen.

Bevor eine Messung der Frequenzkonstanz einsetzte, wurde das Arbeiten der Gesamtanordnung wie auch das der Aufbauelemente

einer eingehenden Prüfung unterzogen. Die auf Seite 7 angeführten Punkte, deren Bedeutung und Gewicht in den vorstehenden Abschnitten nachzuweisen waren, geben den Gang der experimentellen Untersuchung an.

1.) Annäherung an den Begriff: Freies Ausschwingen.

Abb. 13 und 14 zeigen den erwarteten Verlauf des Spannungsbildes im Normalkreis. Sie lassen den langsamen exponentiellen Abfall der Amplitude und das schnelle Anfachen gut erkennen. Abb. 14 zeigt den dreimal überschriebenen Vorgang. Die Frequenz bei diesen sowie bei den folgenden Aufnahmen betrug 110 kHz. Das Verhältnis zwischen Anfangs- und Endamplitude schwankte zwischen 1 : 20 bis 1 : 25.

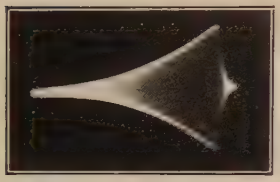


Abbildung 13.

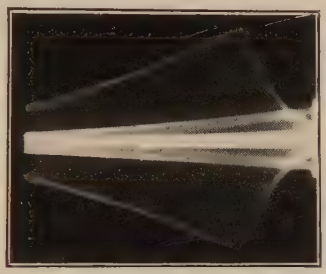


Abbildung 14.

1.) Annäherung an den Begriff: Freies Ausschwingen.

Die Gitterspannung der beiden Entdämpferröhren setzt sich aus einem Gleich- und einem Wechselspannungsanteil zusammen. Bei richtig gewählter Sperrspannung befinden sich die Wechselspannungen des An- und Ausschwingens auf völlig verschiedenem Gleichspannungspotential, sodaß kein Mitschwingen der Röhren ein freies Ausschwingen des Kreises unmöglich macht. (Abb. 15.) Für den Fall einer gitterstromfreien Ankopplung kann dann eine Rückwirkung der Apparatur auf den Normalkreis als ausgeschlossen gelten.

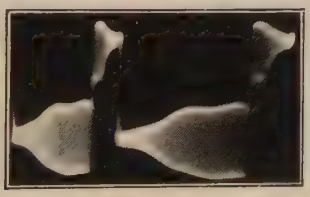


Abbildung 15.

2.) Ausnutzung nur des gradlinigen Teils der Kennlinie.

Schnelle Anfachung ist nur im exponentiellen Teil der Anstiegsrandkurve zu erwarten. Die Erfüllung dieser Forderung ist durch Wahl geeigneter Kippgrenzen (Verändern von R_1) leicht erreichbar. Die Abb. 16) zeigt das Verlassen des gradlinigen Teils der Kennlinie an dem deutlichen Umbiegen der Randkurve:

Abbildung 16.

3.) Keine zusätzlichen Störungen durch das An- und Abschalten des Kreises.

Der Widerstand des Schwingungskreises in Funktion der Zeit wird durch eine Rechteckkurve beschrieben mit zwei Extremwerten von ungleichem Vorzeichen und Größe, $+R$ und $-\frac{R}{n}$. Solange die Frequenz des veränderlichen R-Gliedes sich um Größenordnungen von der Eigenfrequenz des Schwingkreises unterscheidet, können keine Instabilitätsgebiete auftreten, wie es im Bereich der Schüttel- und Zerrschwingungen beispielsweise der Fall ist. Auch die Phasenlage des Umschaltzeitpunktes inbezug auf die Grundfrequenz ist gleichgültig. Abb. 17 und 18 lassen den gleichmäßigen und störungsfreien Übergang vom Anfachen zum Abklingen (17) und umgekehrt (18) erkennen.

Abbildung 17.

Abbildung 18.

4.) Einstellen phasenreiner Rückkopplung.

Besteht zwischen der abklingenden und der angefachten Schwingung ein Phasenunterschied, so wird ein glatter Übergang zwischen Ausschwing- und Anschwingvorgang unmöglich sein. Was bei einer normalen Rückkopplungsentdämpfung zu einer beträchtlichen Frequenzverlagerung geführt hätte, verursacht bei der Shortt-Anordnung nur eine Verzögerung des Anfachvorganges. Aber auch diese Verschlechterung des Verhältnisses a muß vermieden werden. Gleichzeitig äußert sich eine falsche Phasenlage in einer unregelmäßigen Kippfrequenz. Durch Oszillographieren der Spannung am Normalkreis kann die Störung im Übergangsgebiet sichtbar gemacht werden. Bei Vergleichen einer Aufnahme, die bei richtiger Phasenlage entstand (Abb. 19), mit einer Aufnahme, die den gestörten Übergang festhält, ist der Unterschied deutlich erkennbar. (Abb. 20.) Eine Aufnahme bei falscher Phaseneinstellung wird durch die ungenügende Bildsynchronisation infolge der schwankenden Stoßfrequenz sehr erschwert.

Abbildung 19.

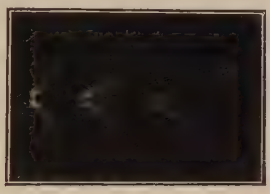


Abbildung 20.

Für die richtige Phasenlage der über Entkopplung, Vorverstärker und Leistungsverstärker auf den Normalkreis einwirkenden Wechselspannung gibt es kein scharfes Kriterium. Einen Anhaltspunkt bei dem Einstellen der Phase mit dem Kreuzspulvariometer bietet die Kippfrequenz, die bei richtiger Einstellung ja ein Minimum besitzen muß. Eine Beobachtung mit der Braun'schen Röhre ist nicht immer möglich. Auch muß bei Verstimmen des Normalkreises jedesmal auch die Phase neu eingestellt werden. Für die meisten Zwecke ist deshalb die Dynatronentdämpfung vorzuziehen, die bei geringerem Aufwand noch den Vorteil des Fehlens einer Phaseneinstellung aufweist.

Die Abb. 21 und 22 ergänzen die Untersuchung der einzelnen Teile der Shortt-Anordnung und zeigen die Abbildung der Randkurve der im Normalkreis entstehenden Hochfrequenz durch das Regelgerät.

Dieses muß bei Vermeiden des Gitterstromgebiets ein Amplitudenintervall von 1 : 20 und mehr überbrücken und die zahlreichen Harmonischen der Randkurve einigermaßen erfassen. Gleichzeitig geht aus den beiden Abbildungen die gute Regelbarkeit der Kippgrenzen hervor. Legt man die Kippgrenzen so nahe zusammen, daß die Amplitude praktisch konstant wird und sorgt dafür, daß beide Grenzen auf dem gradlinigen Teil der Kennlinie sich befinden, dann wird aus einer Shortt-Anordnung ein Schwingungserzeuger, der eine gradlinige Arbeitskennlinie aufweist. Wie an anderer Stelle ausgeführt wird, (Anhang II) kann die Anordnung dann wesentlich vereinfacht werden.

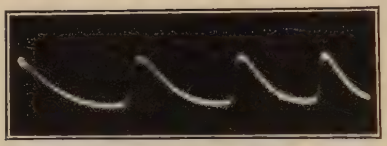


Abbildung 21.

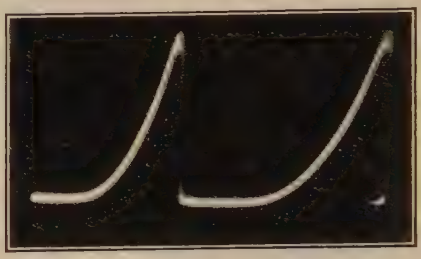


Abbildung 22.

Über die Prüfung der genannten Punkte hinaus, wurde der Kathodenstrahloszillograph auch zu einer anderen Untersuchung herangezogen. Mit dem vorhandenen Zeilenkippgerät des Oszillographen konnten die einzelnen Schwingungen auch bei Mehrfachüberschreibung verfolgt werden, wenn die Frequenz des Normalkreises auf etwa 50 khz erniedrigt wurde. Abb. 23 und 24 zeigen die einzelnen Perioden des Ausschwingens.

Die Synchronisierung des Schwingungsbildes erfolgte so, daß Grundfrequenz des Normalkreises, Stoßfrequenz und die Frequenz des Zeilenkippgerätes in einer Harmonischen ‚verwandt' waren. Nimmt man an, daß diese Bedingung für die Frequenz des Ausschwingens erfüllt ist, so müssen sie bei Mehrfachüberschreibung einheitliche Nulldurchgänge besitzen und ihre Maximalwerte auf einer Linie liegen. Bei

den Abb. 23 und 24 läßt sich das gut erkennen. Die Nulldurchgänge geben eine Art Zeitmarkenteilung der Bildzeile. Schwingungen einer anderen Frequenz, für die eine Synchronisation nicht besteht, werden sich von den Zeitmarken abheben. Die Frequenz des Anstiegvorgangs, die sich von der des Ausschwingens unterscheidet, kann dadurch sichtbar werden. Schon auf der linken Seite von Abb. 24 sind die verwaschenen Bilder ansteigender Schwingungen zwischen den deutlichen Perioden des Ausschwingens erkennbar. Die Schwingungen beider Vorgänge sind dann in Abb. 25 zur Deckung gebracht und beweisen deutlich einen Frequenzunterschied der beiden Schwingungszustände im Normalkreis. Die Bildverschiebung kann nicht als Maß der Frequenzverwerfung dienen.

Abbildung 23.

Abbildung 24.

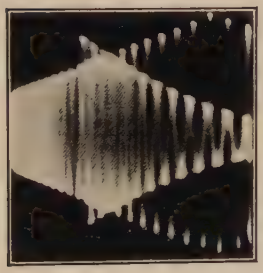


Abbildung 25.

Auch ein Quarzresonator kann zur Untersuchung des Frequenzunterschiedes nicht verwendet werden. Leuchtquarze in den üblichen Fassungen weisen ein intermittierendes Leuchten auf, dessen Erklärung in dem Energieverbrauch der Leuchterscheinung zu suchen ist. Da die Intermittenzfrequenz größenordnungsmäßig im Bereich der Stoßfrequenz liegt, kann eine stroboskopische Betrachtung des Leuchtbildes über das Frequenzverhältnis nichts aussagen.

Für die weiteren Untersuchungen war es notwendig, die am Ausgang auftretende Hochfrequenz zu demodulieren. Zunächst wurde versucht, mit einem bewährten Element der modernen Empfängertechnik, mit einer Fadingröhre, einen Ausgleich der im Verhältnis von 1 : 20 bis 1 : 30 auftretenden Amplitudenunterschiede herbeizuführen. Die Schaltung zeigt Abb. 26).

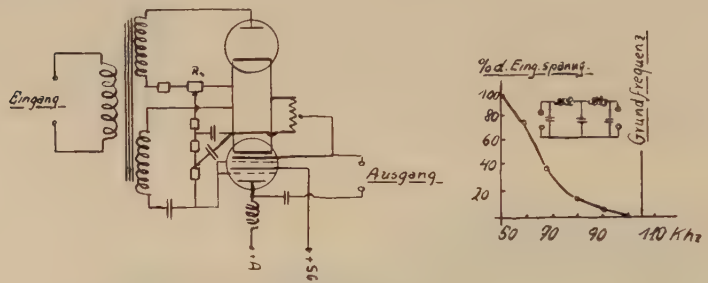


Abbildung 26.

Einer Zweipolröhre wurde die Wechselspannung einer Transformatorwicklung zugeführt und die an R_4 auftretende Spannung dem Regelgitter einer Exponentialröhre erteilt. Die Schwierigkeit lag in der Siebung dieser Regelspannung, die mehrere Harmonische in der Größenordnung der zu unterdrückenden Grundfrequenz besaß. Eine Kondensator-Widerstandskombination schied wegen der zu hohen Zeitkonstante aus. Aber auch eine Siebkette mit verhältnismäßig steilem Flankenabfall konnte die Demodulation nicht in der gewünschten Weise bewirken.

Eine andere Schaltung, die eine Begrenzerröhre vorsah, konnte aus anderen Gründen nicht verwendet werden. (Abb. 27.)

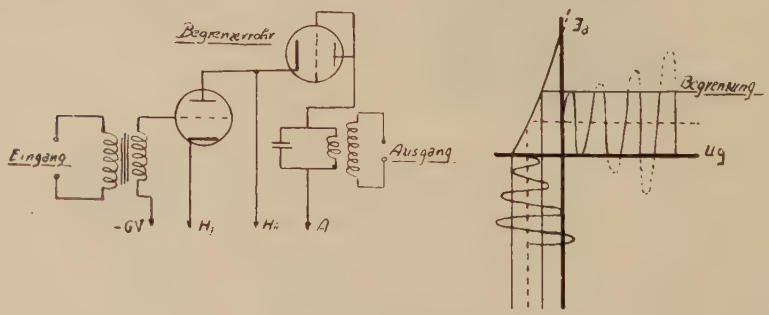


Abbildung 27.

Die Schaltung, die eine Beschneidung der über einem Grenzwert liegenden Amplitudenwerte vorsieht, ist in der Meßtechnik bekannt. Für den Zweck der Demodulation ist sie jedoch unbrauchbar, da die beiden Begrenzungen der Kennlinie stark abhängig von den Betriebsspannungen waren und die Erdkapazität der auf Anodenpotential hochhängenden Heizbatterie Schwierigkeiten verursachte.

Eine äußerst wirksame Demodulation konnte erst durch folgende Schaltung ermöglicht werden. (Abb. 28.)

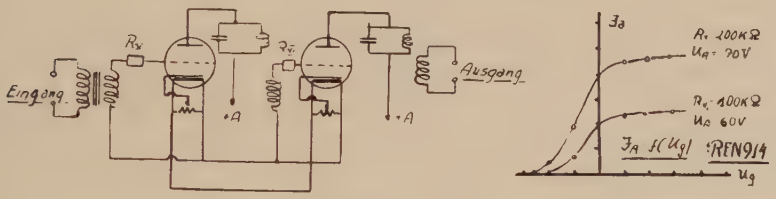


Abbildung 28.

Der durch den Gitterstrom in einem Gitterwiderstand R_5 auftretende Spannungsabfall verursacht bei richtiger Wahl von U_a, U_g und R_g einen Knick in der Kennlinie. Für geeignete Röhren (REN 904 und 914), die wegen der kleinen Amplituden in einer zweistufigen Anordnung arbeiten, reicht dieser Knick, um eine wirksame Beschneidung der Amplituden herbeizuführen. Ein in der Anodenleitung liegender Resonanzkreis sollte die Kurvenform verbessern. Abb. 29) zeigt die am Ausgang auftretende Spannung, die bei einem Amplitudenverhältnis von 1 : 25 aufgenommen wurde und eine Restmodulation von 1—2% aufweist.

Abbildung 29.

Die beiden Resonanzkreise haben noch eine andere Aufgabe. Die Hochfrequenz des einen Vorganges wird quasi aufgespeichert bis der

ablösende Vorgang eintritt. Die Speicherkreise führen eine Verschleifung der vor dem Demodulator getrennten Schwingungszüge herbei. Wird der erste Kreis verstimmt, so ist trotz der Beschneidung durch den Kennlinienknick eine deutliche Trennung des Ausschwingens von dem Anschwingen zu erkennen. (Abb. 30.)

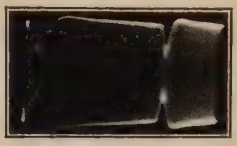


Abbildung 30.

Die Verschleifung, die schwach gedämpfte Speicherkreise auf die Amplitude beider Schwingungszustände bewirken, hat auch Einfluß auf den geringen Frequenzunterschied, der in Abb. 24 und 25 auftrat. Eine Reihe von Überlagerungen mit der Frequenz eines zweiten Röhrengenerators beweist die Annahme, daß nach dem Speicherkreis kein Unterschied in der Frequenz des An- und Ausschwingens zu beobachten ist. Abb. 31 und 32 zeigen die Überlagerungsbilder, die bei Einwirken der Hilfsfrequenz auf die demodulierte (Abb. 31) und die modulierte (Abb. 32) Normalkreisschwingung entstehen.

Abbildung 31.

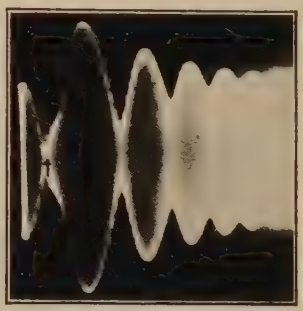


Abbildung 32.

Abb. 31 weist die normale Sinusform der Überlagerungsfrequenz auf. Bei einer merklichen Frequenzänderung hätte auch die Synchronisation des Bildes Schwierigkeiten bereitet.

In Abb. 32 ist der im Normalkreis erzeugten, modulierten Hochfrequenz über eine Entkopplungsröhre eine Hilfsfrequenz überlagert. Die Überlagerungsfrequenz wurde so gewählt, daß Stoßfrequenz,

Überlagerungsfrequenz und die Frequenz des Zeilenkippgerätes in einer Harmonischen übereinstimmten. Die eine Überlagerungsschwingung wurde zufällig in dem ansteigenden Teil von der Anfachfrequenz, im abfallenden Teil von der Ausschwingfrequenz gebildet. Dies hatte eine deutliche Verzerrung der Randkurve zur Folge. Auffällig ist auch der Einfluß des Frequenzunterschieds im Übergangsgebiet zwischen ausklingendem und anklingendem Schwingungszug (Pfeil).

Schnelle Anfachung des Kreises, die ein Verhältnis a von etwa 100 zur Folge hat, darf nach den Berechnungen (Seite 21) eine Frequenzverwerfung von 2×10^{-5} verursachen. Bei einer Grundfrequenz des Normalkreises von 100 000 khz würde diese Änderung gerade 2 Hertz ausmachen. Dieser Verlust von 2 Hertz pro Sekunde beträgt für einen Anstieg etwa $^1/_{100}$ einer Schwingung. Eine so geringe Änderung darf bei einer Überlagerung und auch bei einer Addition mit einer Hilfsfrequenz keine sichtbare Störung ergeben. Die Abb. 33 und 34 zeigen, daß bei keinem der beiden Fälle eine Störung den Frequenzunterschied anzeigt.

Abbildung 33.

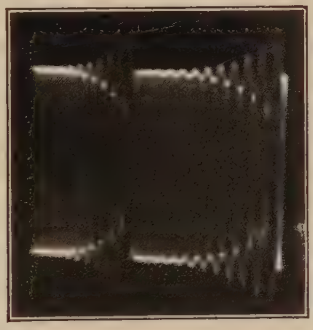


Abbildung 34.

Ohne die geringste Unstetigkeit schmiegt sich die Hüllkurve der Normalkreisfrequenz der konstanten Hilfsfrequenz an. Auch an den Stellen der Anfachung ($a = 100$!) findet keine Störung der Addition durch eine Interferenz mit der Anfachfrequenz statt.

Sämtliche Aufnahmen wurden mit einer in Abb. 35 wiedergegebenen Anordnung erhalten. Die am Normalkreis auftretende Spannung betrug je nach Entdämpfung 50 bis 150 Volt. Die Steuerung des

Kippgerätes durch die Regelröhre erwies sich als stabiler als eine Steuerung durch eine von einem Detektor (Sirutor) herrührende Regelspannung, da Steuerspannungen bis zu 40 Volt notwendig waren. Die Sperrspannung des Entdämpfers betrug für den Gegentaktverstärker —90 Volt, für das Dynatron —20 Volt.

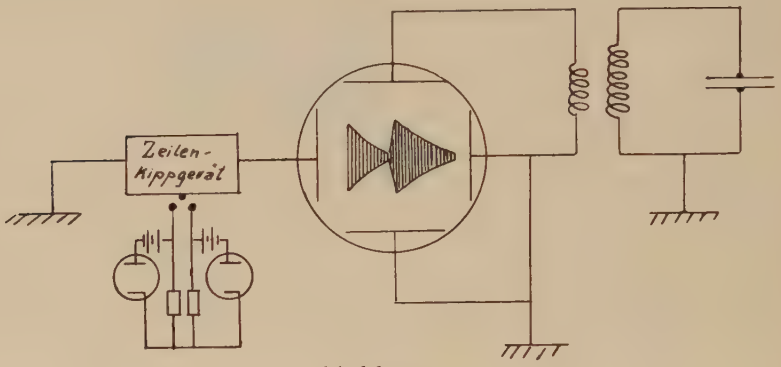


Abbildung 35.

G) Untersuchung der Stabilität, der Störanfälligkeit und der zeitlichen Konstanz mit einem Leuchtresonator.

Die Untersuchungen mit dem Leuchtquarz wurden an zwei Anordnungen mit verschiedenen Entdämpfungsarten durchgeführt, deren Schaltschemen in den Abb. 10 und 11, Seite 25, ersichtlich sind. Vor Ankopplung des Quarzes wurde der Aufbau auf einige wichtige Punkte hin nachgesehen: Die räumliche Anordnung der Normalkreisspule muß eine magnetische oder kapazitive Kopplung mit der übrigen Schaltung ausschließen. Es empfiehlt sich, die erste Ankopplungsstufe abzuschirmen. Kontrolle der Gitterstromfreiheit. Der Demodulator weist wegen der Rückkopplung durch die Röhrenkapazitäten eine Schwingneigung auf, die durch eine einfache Neutralisation vermieden werden kann.

Das Arbeiten der Gesamtapparatur ist auf längere Zeit stabil und konstant: der stetige Vorgang des An- und Abklingens ist sofort nach dem Einschalten zu erkennen. Der Einfluß der Spannungsschwankungen ist verschwindend und kann durch richtige Wahl der Arbeitspunkte selbst bei Änderungen von 50% sehr klein gehalten werden. Für

die praktischen Verhältnisse von 1 : 20 bis 1 : 25 ist auch der Einfluß von Röhrenwechsel und Heizstromschwankungen minimal. Lediglich die Stoßfrequenz, also die Zahl der Schaltvorgänge in der Sekunde, ist der Natur des Kippgerätes entsprechend spannungsabhängig und kann sowohl das Verhältnis der Aus- und Anschwingzeit als auch das Verhältnis der End- zur Anfangsamplitude beeinflussen. Voraussetzungsgemäß besteht dieser Einfluß auf die Frequenz des Normalkreises nicht.

Was die Messung der Frequenzkonstanz betrifft, so muß noch einmal betont werden, daß es bei dem Genauigkeitsnachweis nicht auf eine mit großem Aufwand zu erreichende Höchstkonstanz ankam, sondern auf eine Bestätigung vorausgegangener Überlegungen und Berechnungen, die eine Erhöhung der zeitlichen Frequenzkonstanz elektrischer Schwingkreise zum Ziele hatten.

Für die Messungen wurde ein Schwingkreis ohne Temperaturausgleich verwendet. Für Temperaturunterschiede $\sim$ 1/2 Grad konnte bei verschwindendem Einfluß des erregenden Systems mit einer Genauigkeit von $\frac{\Delta f}{f} = 10^{-4}$ bis 5×10^{-5} gerechnet werden. Dafür reichte ein lose angekoppelter Leuchtquarz voll aus.

Dem zur Verfügung stehenden Leuchtresonator (von Loewe) wurde in der üblichen Weise über eine veränderliche Kopplung die Hochfrequenz zugeführt, bei fester Kopplung der Frequenzbereich ermittelt und bei möglichst loser Ankopplung auf ein Maximum an Leuchtintensität eingestellt. Gleichzeitig wurde über einen Lautsprecher die Intermittenzfrequenz abgehört, da deren Höhe bei gleichbleibender Spannung am Quarz (gleiche Kopplung) mit als Anzeige für die Übereinstimmung der Eigenfrequenz des Quarzes mit der Frequenz des Normalkreises anzusehen ist. Die Messungen wurden bei einer Quarzfrequenz von f = 1 1 1, 1 8 kHz ausgeführt.

Der im Normalkreis befindliche Meßkondensator gestattete eine Ablesung von 0,1 5 pF mit dem Nonius. Für eine Induktivität von L = 1,2 mH und einer Kapazität von 1 7 5 0 pF entspricht eine Änderung um 0,1 5 pF nach:

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\sqrt{1/LC} - \sqrt{1/L[C+\Delta C]}}{\sqrt{1/LC}} = 1 - \frac{1}{\sqrt{1+\frac{\Delta C}{C}}} \approx \frac{\Delta C}{2C}$$

einer Frequenzänderung von 5×10^{-5}. Die Kopplung mit dem Leuchtquarz wurde so gewählt, daß eine Änderung um die kleinste, noch ablesbare Größe, um 0,15 pF, den Leuchtresonator zum Erlöschen brachte. Die ersten Versuche mit dem Leuchtquarz beschäftigten sich zunächst mit der Stabilität und der Reproduzierbarkeit der Shortt-Entdämpfung. Es stellte sich heraus, daß der Ablauf des An- und Abklingens ein außergewöhnlich stabiler Vorgang ist, und mit anderen Röhren, anderen Schwingkreisen und unter anderen Betriebsbedingungen beliebig zu wiederholen ist.

Bei höchster Meßgenauigkeit des Quarzresonators kann die Anodenspannung (Entkopplungsstufe, Entdämpfungs- und Leistungsstufe) bis zu 30%, der Heizstrom bis nahe an die Emissionsgrenze und die Kippspannungen bis zu 50% verändert werden. Die bei der Änderung der Kippspannungen auftretenden Schwankungen des Verhältnisses der End- zur Anfangsamplitude können durch Einstellen des Kippotentiometers R_1 kompensiert werden. Die Gittervorspannung der Entkopplungsröhre muß auf etwa 4% konstant bleiben.

Anschließend wurde die eingangs (Seite 21) erwähnte Möglichkeit der Entdämpfung im Bereich des freien Ausschwingens praktisch erprobt. Wie die Kennlinien einer als Dynatron arbeitenden Schirmgitterröhre zeigen (Abb. 12), ist es möglich, durch Ändern der Gitterspannung (Steuergitter) um wenige Volt, eine Änderung des inneren Widerstandes der Strecke Anode/Schirmgitter von etwa —150 000 Ω bis —20 000 Ω zu bewirken. Das in Abb. 11 gezeichnete Kippotentiometer gestattet eine feine Regulierung der Steuergitterspannung des Dynatrons. Für den Anfachvorgang wurde auf etwa —1,5 Volt ($\mathfrak{R} =$ —20 000 Ω) und für das Entdämpfen während des Ausschwingens auf etwa —7,5 Volt ($\mathfrak{R} =$ —120 000) eingestellt.

In dieser Schaltung wurden bei einer Stoßfrequenz von 1 bis 2 Hertz bis zu 150 000 freie Schwingungen bei einer Frequenz von 170 000 Hertz gemessen. Dies entspricht einem Verlustwiderstand von einigen Tausendstel Ohm.

Der Wert der Gittervorspannung war sehr kritisch wegen der Annäherung an das Gebiet der Selbsterregung. Da die Gitterspannung aus dem Kippgerät entnommen wurde, setzte diese Art der Entdämpfung an die Konstanz der Anodenspannungen hohe Anforderungen. Dafür war die Konstanz der Schwingungen hervorragend. Das Verhältnis a betrug für normale Anfachung etwa 10^{+4}.

In einem abschließenden Dauerversuch wurde der Sender bei einer Genauigkeit von 5×10^{-5} des Leuchtquarzes während 48 Stunden ununterbrochen angeschaltet. Während dieser Zeit änderte sich die Frequenz in der angegebenen Meßgenauigkeit überhaupt nicht.

Der verwendete Schwingkreis konnte in einem Bereich von 40 bis 800 kHz mit dem gleichen Aufbau zum Schwingen gebracht werden. Zwar konnte mangels eines geeigneten Resonators die Genauigkeit nicht gemessen werden, doch ist nicht einzusehen, warum die bei einer Frequenz beobachtete Konstanz nicht auch für andere gelten soll, solange das eigentliche Shortt-Prinzip der Anordnung erhalten bleibt. Der Charakter eines abstimmbaren Schwingkreissenders bleibt auch bei der Shortt-Entdämpfung bestehen.

Die gemessene Frequenzkonstanz von 5×10^{-5} wurde ohne Spannungsstabilisation und ohne Temperaturregelung auch auf längere Dauer und mit bewährten, der Empfängertechnik entlehnten Einzelteilen erreicht.

Es ist deshalb möglich, durch Anwendung des Shortt-Prinzips die Frequenzkonstanz entdämpfter Schwingkreise um ein bis zwei Größenordnungen zu verbessern und gleichzeitig den Einfluß von Schwankungen der Betriebsspannungen auf einen geringen Bruchteil zu vermindern.

H) Anhang:

1.) Ein Weg zur Ermittlung von Schwingkreisverlusten bei Betriebsverhältnissen.

Die Amplitude eines ausschwingenden Kreises folgt einer e-Funktion, deren negativer Exponent ein Maß der Dämpfung ist. Gelingt es, die Zeit zu bestimmen, die das Abklingen zwischen zwei bekannten Amplitudenwerten beansprucht, so kann die Dämpfungsziffer aus der Gleichung 4):

$$d = \frac{\mathrm{Ln}\, N}{t_n}$$

N = Amplitudenverhältnis,
t_n = Zeitdauer des Ausschwingens.

errechnet werden. Ein solches Verfahren wird in der Akustik bei der Messung des Nachhalls benutzt. Die Amplitude der Nachhallschwingung klingt nach einer e-Funktion ab, wenn stehende Wellen durch Reflexion an den Wänden in irgend einer Weise vermieden sind. Über ein Mikrophon, einen Verstärker und einen Gleichrichter gelangt die Randkurve der abklingenden Schwingung zu einer Registriervorrichtung, die die Zeit zwischen zwei Amplitudenmarken zu messen gestattet. Nach Gleichung 4) kann dann der Nachhallfaktor berechnet werden. In Analogie zu diesem Meßverfahren könnte für einen freiausschwingenden Kreis die Dämpfungsziffer durch eine reine Zeitbestimmung ermittelt werden. Bei den akustischen Messungen handelt es sich um Zeitdauern von einigen Sekunden, deren Länge leicht bestimmt werden kann. Die Ausschwingzeit für elektrische Schwingungskreise würde bei einem Amplitudenverhältnis von 1 : 25 je nach Frequenz und Dämpfung einige Millisekunden betragen. (Frequenzbereich etwa 30—1000 kHz) deren Bestimmung mit genügender Genauigkeit erhebliche Schwierigkeiten bereiten würde. Läßt man in einer periodischen Folge Anschwing- und Ausschwingvorgänge sich ablösen und ist die Anfachdauer verschwindend klein gegen die Ausschwingzeit, so kann die Zeitmessung durch eine Messung der Stoßfrequenz ersetzt werden.

Bei dem Arbeiten mit dem Shortt-Kreis wurde schon die Beobachtung gemacht, daß geringe Verlusterhöhungen des Normalkreises, etwa durch Nähern kleiner Metallteile, eine erhebliche Änderung der meist im Hörbereich liegenden Stoßfrequenzen zur Folge hatten. Es wurde deshalb versucht, eine Meßeinrichtung für Verlustwiderstände auf dem gleichen Prinzip aufzubauen.

Die Shortt'sche Anordnung der Entdämpfung wurde in drei Punkten geändert. Um die Messung verschieden gebauter Schwingkreise zu ermöglichen, mußte die Entdämpfung ohne Kopplungsspule erfolgen. Um auch die Ankopplungsspule entbehrlich zu machen, mußte eine kapazitive Ankopplung gewählt werden. Die Zahl der Röhren mußte verringert werden. Zu diesem Zweck wurde ein Kallirotron als Kippgerät herangezogen, dessen zweite Röhre in Dynatronschaltung die Entdämpfung des Schwingkreises besorgte. (Abb. 36.)

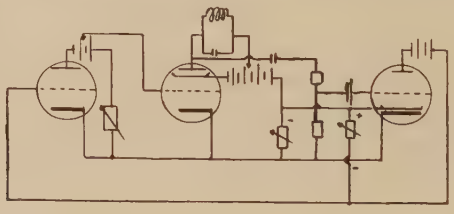


Abbildung 36.

Die Steuerspannung für das Kippgerät wurde von einer separaten Röhre geliefert, die aber auch gleichzeitig die Ankopplung besorgte. Im Anodenkreis der ersten Kippröhre ist ein Transformator vorgesehen, der entweder zu einem Telefon oder über einen Verstärker zu einem Zungenfrequenzmesser die pulsierende Spannung der Stoßfrequenz führt. Die Messung des Verlustwiderstandes erfolgt dann durch eine einfache Bestimmung der Stoßfrequenz. Das Kippgerät wird vorher statisch für verschiedene Amplitudenverhältnisse geeicht. Das Dämpfungsmaß kann aus Gleichung 4)

$$d = \ln N / t_n = \ln N \times f_{stoss}$$

errechnet werden. Für höhere Genauigkeitsansprüche muß der Tatsache Rechnung getragen werden, daß auch die Anfachung eine endliche Zeit dauert. Das Verhältnis a, dessen Größe bei der Widerstandsbestimmung keine Eingrenzung erfährt, (eine eventuell auftretende Frequenzverwerfung ist ohne Einfluß), kann auf verschiedene Weise bestimmt werden. Für den Fall $a \leqq 100$ wird:

$$d = \ln N \times f_s \times \frac{a+1}{a}$$

Die aus Abb. 36 ersichtliche Ankopplung äußert sich in einem zusätzlichen Verlust $^1/_2 CR_c$ der nach Möglichkeit klein gehalten wird. Dieser Verlust hatte bei der Versuchsanordnung noch eine ungebührliche Größe, die etwa gleich dem zu messenden Verlust war. Eine Rechnung zeigt, wie schwierig das Problem einer möglichst verlustfreien Ankopplung wird, wenn eine induktive Beeinflussung der Ankoppelröhre unmöglich ist. Setzt man für die aus Abb. 36 ersichtlichen Größen: C_1, R_1 und C_0 die Werte ein, so erhält man, wenn man die Gitterwiderstände der Audionschaltung wegen des Gitterstroms als Kurzschlüsse ansieht:

Für $R_1 = 10\,\text{Meg}\,\Omega$
$C_1 = 5{,}0\,\text{pF}$
$C_0 = 500\,\text{pF}$
$\omega = 330\,\text{kHz}$

$$R_c = \frac{1}{\omega C_1} + R_1 = \frac{1}{2 \cdot 10^{+6} \cdot 5 \cdot 10^{-12}} + 10^7 = 1{,}09 \cdot 10^{+7}$$

$$d_{ges} = \frac{R}{2L} + \frac{1}{2CR_c} = \frac{R}{2L} + \frac{1}{2 \cdot 5 \cdot 10^{-10} \times 1 \cdot 10^{+9}} = \frac{R}{2L} + \approx 10^2$$

Ein weiterer Umstand erschwerte die Angabe einer endgültigen Meßschaltung. Für die Entdämpfung des Kreises durch ein Dynatron kommen nur Röhren mit zwei Gittern in Frage, deren der Anode zuliegendes als Dynatrongitter und deren der Kathode zuliegendes Gitter als Sperrgitter verwendet wird. Die gesamte Leistung, die für eine

rasche Entdämpfung erforderlich ist, muß von dem Schirmgitter aufgebracht werden, das für dererlei Belastungen nicht berechnet ist. Mit den üblichen Schirmgitterröhren kann das Verhältnis a nicht höher als etwa 20 gemacht werden, ein Wert, der für die Shortt-Anordnung voll und ganz ausreicht, der aber für die vorliegende Meßschaltung ungenügend ist.

Die Vorteile einer auf den angeführten Prinzipien beruhenden Verlustmeßschaltung, die ein Weiterarbeiten an diesem Problem rechtfertigen, seien zum Schluß kurz zusammengefaßt:

1. Die Verlustmessung wird auf eine reine Frequenzmessung im Hörbereich beschränkt.
2. Die Messung ist von Schwankungen der Frequenz unabhängig.
3. Eventuelle Änderungen des Amplitudenverhältnisses durch Schwankungen der Betriebsspannungen gehen im Logarithmus ein.
4. Die Messung wird unter Betriebsverhältnissen ausgeführt.
5. Die Messung kann an fertig geschalteten Schwingkreisen vor sich gehen.

H) Anhang:

2. Schwingungserzeuger mit linearer Arbeitskennlinie.

Die Shortt-Entdämpfung sah eine Beschränkung des Anfachvorganges auf den gradlinigen Teil der Kennlinie vor, um ein möglichst schnelles Anfachen zu ermöglichen. Das Eingrenzen des Schwingvorganges auf lineare Kennlinienteile kann auch das Hauptziel einer Entdämpferschaltung werden, wenn Unempfindlichkeit gegen Schwankungen der Betriebsspannungen, erhebliche Frequenzkonstanz und geringer Klirrfaktor von einer möglichst einfachen Schaltung verlangt werden.

Die Ursache dieser Vorzüge wird bei Betrachtung der Kennlinie für Änderungen der Anodenspannung ersichtlich. Die maßgeblichen Röhrendaten erfahren für den gradlinigen Teil der Kennlinie weniger Änderungen als in gekrümmten Teilen. Beispielsweise bleibt die Steilheit bei einer Parallelverschiebung der Kennlinie konstant im linearen Teil. In den Knicken dagegen kann sich die differentielle Steilheit erheblich ändern. Heizstromschwankungen werden allerdings auch für den linearen Teil der Kennlinie ein Ändern der Röhrendaten bedeu-

ten, sofern sie die Emission beeinflussen. Für moderne, indirekt geheizte Röhren dürfte dieser Einfluß zu vernachlässigen sein. Die Konstanz der Röhrendaten im gradlinigen Teil bedeutet einen sehr geringen Einfluß von Spannungsschwankungen auf die Frequenz. Auch wird der Gehalt an Oberwellen wegen des Fehlens nichtlinearer Verzerrungen gering sein.

Ein Schwingungserzeuger, der eine Begrenzung seiner Arbeitskennlinie benötigt, um nur annähernd lineare Teile zu benützen, muß ein Regelgerät aufweisen, das von der Amplitude der Schwingung gesteuert, diese daran hindert, gekrümmte Kennlinienteile zu überfahren.

An das Steuergitter einer in Dynatronschaltung arbeitenden Schirmgitterröhre werde in geeigneter Weise eine der Schwingamplitude proportionale Spannung gelegt, die bei wachsender Amplitude den negativen Widerstand der Röhre vergrößert. Bei zunächst abgeschalteter Regelspannung schwinge die Röhre an. Vor dem Erreichen der Kennlinienknicke sei das Regelgerät eingeschaltet, das dem Steuergitter eine zusätzliche negative Spannung erteilt. Die Amplitude der Schwingung sinkt entsprechend dem neuen Wert des inneren Widerstands auf einen kleineren Wert. Dies verursacht wieder eine Erniedrigung der Regelspannung. Der Sender wird sich nach einer gewissen Dauer, die durch die Zeitkonstante des Regelgeräts bestimmt ist, auf einen Punkt der Schwingkennlinie einstellen. Der Vorgang der Regelung kann leicht aus einem Diagramm abgelesen werden, das in demselben Koordinatensystem die Funktionen $J_a = f(U_a)$ und $U_{gr} = f(J_{amax})$ vereinigt.

Der Einfachheit halber ist angenommen, daß die Regelspannung proportional mit der Amplitude wächst. Aus den Dynatronkennlinien $J_{amax} = f(U_a)$ für verschiedene Gitterspannungen U_g und der durch das Regelgerät gegebenen Abhängigkeit $U_{gr} = f(J_{amax})$ kann eine Funktion $J_{max} = f(U_{gr})$ durch eine Kurve wiedergegeben werden (gestrichelt mit Pfeil am Ende). Für jede Abhängigkeit $U_{gr} = f(J_{amax})$ existiert eine solche Kennlinie $J_a = f(U_{gr})$. Der Schnittpunkt beider gibt den Punkt an, bis zu dem die Amplitude wächst, in dem sich die Schwingung stabilisiert. Wie Abb. 37, die ein etwas schematisiertes Kennlinienfeld einer Dynatronröhre wiedergibt, erkennen läßt, gibt es Schnittpunkte, die auf dem graden Teil der Kennlinie liegen.

Es kann durch Einstellen einer passenden Regelkennlinie, auch wenn $U_{gr}\, J_{amax}$ nicht streng proportional ist, erreicht werden, daß der Sender sich nicht in den Knicken, sondern auf dem gradlinigen Teil der Kennlinie stabilisiert.

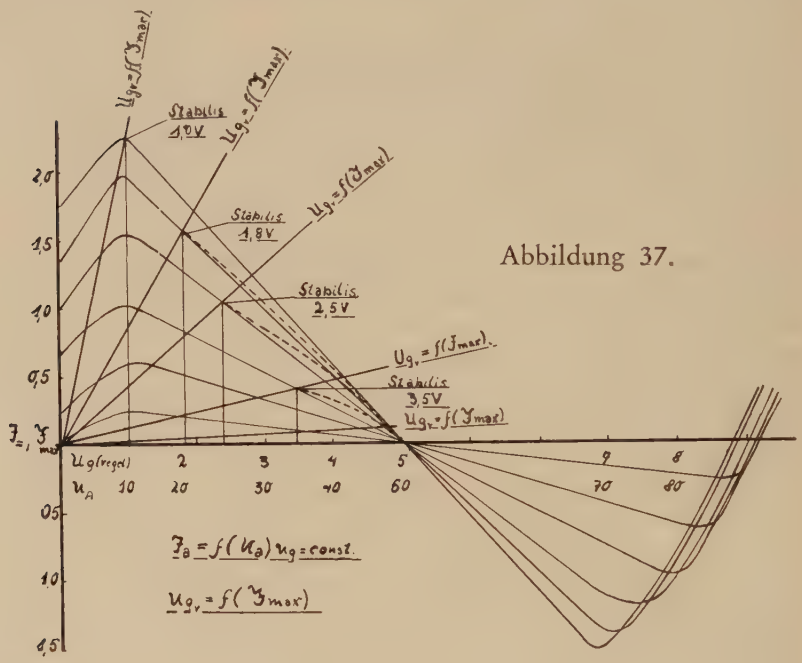


Abbildung 37.

In Abb. 38 sind einige Schaltungen angegeben, die für einen solchen Schwingungserzeuger geeignet sind. Die Ankopplung an den Schwingkreis braucht für diesen Zweck nicht verlustfrei zu sein. Da der Schwingkreis ununterbrochen an der Röhre liegt, kann die Hochfrequenz von einem in der Schirmgitterleitung befindlichen Transformator bezogen werden. Um bei Frequenzwechsel einigermaßen gleiche Verhältnisse zu schaffen, ist der Primärseite des Transformators ein Ohm'scher Widerstand parallel geschaltet. Bei Verwendung eines Gleichrichters (Sirutor) kann die Regelröhre eingespart werden. Eine zusätzliche, konstante Gittervorspannung für das Dynatron kann der Heizbatterie entnommen werden.

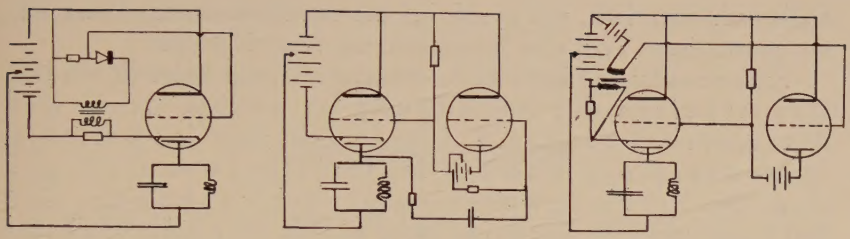


Abbildung 38.

Mit einer Schaltung nach Abb. 38 b) wurde in einem Frequenzbereich von 2000 bis 100 Hertz die Abhängigkeit der Frequenz von der Höhe der Anodenspannung, von dem Verhältnis Gitter- zu Anodenspannung und die Kurvenform der Schwingung beobachtet. Die Abb. 39 gibt die Abhängigkeiten $df/f = (U_a)$ für zwei Frequenzen 1040 und 360 Hertz einmal für das Dynatron mit konstanter und einmal mit geregelter Gittervorspannung wieder.

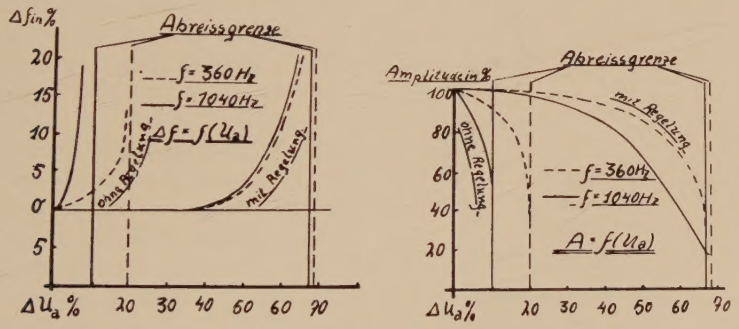


Abbildung 39.

Die der Ordinate parallelen Linien geben die Spannung an, bei der die Schwingung abreißt. Das Absinken der Amplitude für kleiner werdende Spannung ist in demselben Koordinatensystem aufgetragen. Aus den Kurven in Abb. 39 geht die Wirkung der Regelung deutlich hervor. Spannungsänderungen, die in der normalen Schaltung längst zum Abreißen der Schwingung geführt hätten, bleiben ohne merklichen Einfluß auf die Frequenz. Ebenso verhält sich der Sender gegen Änderungen des Dynatronverhältnisses von Schirmgitter- zu Anodenspannung.

Die Kurvenform der Schwingung, ohne Regelung stark verzerrt, zeigt eine gute Sinusform, die auf einen sehr geringen Gehalt an Ober-

wellen schließen läßt, wie er sich bei der unvollkommenen Linearität des ‚gradlinigen' Teils aller Kennlinien nie vermeiden läßt.

Zusammenfassend kann die Anordnung wie folgt beurteilt werden: Das Arbeiten der Anordnung ist stabil, keine der Betriebsspannungen ist kritisch. Sie ist beliebig reproduzierbar und der Materialaufwand ist gering. Die Frequenzkonstanz bei Schwankungen der Betriebsspannungen ist erheblich. Der Klirrfaktor scheint klein zu sein. Das Überdecken eines größeren Frequenzbereiches geschieht durch Abstimmen des Schwingkreises ohne Änderung der Betriebsdaten.

Literaturverzeichnis.

1) **Adelsberger:** Elektr. Nachrichten Technik 1935, Bd. 12, S. 83.
2) **Giebe und Scheibe:** Zeitschr. f. Hochfr. techn. u. el. Ak. 1933, Bd. 41, S. 90.
3) **Rhode, L.,** Zeitschr. f. techn. Physik. 1934, Bd. 15, S. 613.
4) D.R.P. 574456. (1933).
D.R.P. 591928. (1931).
5) **V. Gabel:** Siehe auch 3) Zeitschr. f. Hochfr. techn. 1927, Bd. 29, S. 194.
6) **Schwartz:** Elektr. Nachrichten Technik 1932, Bd. 10, S. 481.
7) Amerik. Patent 1722196 (1926).
British Patent 279845 (1929).
8) D.R.P. 545901 (1931).
9) D.R.P. 572972 (1933).
10) **Scheibe & Adelsberger:** Zeitschr. f. t. Phys. 1932, Bd. 13, S. 591.
11) **Straubel, H.:** Zeitschr. f. t. Phys. 1934, Bd. 15, S. 60.
12) **Rhode, L.:** Zeitschr. f. t. Phys. 1935, Bd. 16, S. 635.
13) **Giebe & Zickner:** Zeitschr. f. Instrum.kunde 1933, Bd. 53.
14) **Giebe:** Zeitschr. f. Instrum.kunde 1909, Bd. 29.
15) **Rhode, L.:** Zeitschr. f. t. Phys. 1934, Bd. 15, S. 613.
16) **Strecker:** Jahrb. d. drahtl. Tel., Bd. 22, S. 244.
17) **Edgeworth:** Journ. Inst. Elektr. Eng. 1926, Bd. 64, S. 349.
18) **Lewellyn:** Proceed. Inst. Radio Eng. 1931, Bd. 19, S. 2063.
19) **Möller:** Die Elektronenröhren, Seite 104.
20) **Pungs:** Zeitschr. f. Hochfr. techn. & E. A. 1934, Bd. 43, S. 181.
21) **v. d. Pool:** Zeitschr. f. Hochfr. techn. & E. A. 1926, Bd. 28, S. 179.
v. d. Pool: Zeitschr. f. Hochfr. techn. & E. A. 1927, Bd. 29, S. 114.
22) **Jackson & Bowyer:** Monthly Notices o. Royal Inst. Astr. Society 1928, Vol. 88, S. 465.
23) **Schuler:** Zeitschr. f. t. Phys. 1929, Bd. 10, S. 392.
24) **Turner:** Jahrb. d. drahtl. Tel., Bd. 17, S. 52.

Lebenslauf.

Am 7. Mai 1913 wurde ich, Hans M a u r e r, als Sohn des Studienrats Dr. Alfred Maurer in Frankfurt a/Main geboren. 1922 trat ich in das Reformrealgymnasium Musterschule ein, welches ich Ostern 1931 mit dem Reifezeugnis verließ. Das folgende Jahr arbeitete ich als Praktikant bei der Firma Voigt & Haeffner, Frankfurt. 1932 ließ ich mich an der Universität in Frankfurt immatrikulieren, um mich dem Studium der Angewandten Physik, der Experimentalphysik und der Mathematik zu widmen. Das Sommersemester 1933 studierte ich in München. Anschließend genügte ich der Arbeitsdienstpflicht. In den folgenden Jahren bis zur Beendigung meines Studiums im Sommersemester 1936 gehörte ich der Universität in Frankfurt am Main an. Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren: Dehn, Epstein, Fajans, Graetz, Kirchner, Madelung, Meißner, Nacken, Seddig, Sommerfeld.

Vorliegende Arbeit wurde im Institut für Angewandte Physik der Universität Frankfurt am Main in den Jahren 1935—36 ausgeführt.

Ich fühle mich verpflichtet, an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. M. Seddig für seine wertvollen Ratschläge zu danken, ebenso den Herren Dr. H. Rudolph und Dr. O. Schäfer für bereitwillige Unterstützung bei der Anfertigung dieser Arbeit.